

UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER

THÈSE

soutenue devant la Faculté des Sciences de l'Université de Montpellier pour l'obtention du grade de
DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

Étude interférométrique de la diffusion
Rayleigh dans les cristaux-Effet Brillouin

par Louis CECCHI

Agrégé de l'Université

JURY : M. Ch. BOUHET

Président

M^{lle} A. M. VERGNOUX

M. A. BASSOMPIERRE

M. A. KASTLER

membre de l'Institut

} *Assesseurs*

MONTPELLIER 1964

THÈSE

soutenue devant la Faculté des Sciences de l'Université de Montpellier pour l'obtention du grade de
DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

Étude interférométrique de la diffusion
Rayleigh dans les cristaux - Effet Brillouin

par Louis CECCHI

Agrégé de l'Université

JURY : M. Ch. BOUHET *Président*

M ^{lle} A. M. VERGNOUX	}	<i>Assesseurs</i>
M. A. BASSOMPIERRE		
M. A. KASTLER membre de l'Institut		

LISTE des PROFESSEURS

DOYEN : B. CHARLES

ASSESSEURS : R. JOUTY - I. ASSENMACHER

DOYEN HONORAIRE : P. MATHIAS

PROFESSEURS HONORAIRES : R. JACQUES E. TURRIERE J. GRANIER
 M. CASTERAS J. SOULA
 E. CARRIERE G. DENIZOT

PROFESSEURS TITULAIRES :

	M. MOUSSERON	Chimie
	L. EMBERGER	Botanique
	Ch. BOUHET	Physique
	P. MATHIAS	Zoologie et Biologie Générale
	J.P. ROIG	Physique
	P. CHATELAIN	Minéralogie et Cristallographie
Mle	O. TUZET	Zoologie et Biologie Générale
Mle	G. CAUQUIL	Chimie
	G. COUCHET	Mécanique Supérieure
	J. SALVINIEN	Chimie-Physique
Mle	A.M. VERGNOUX	Physique
	J. AVIAS	Géologie
	P. VIELES	Chimie
	J. RABINOVITCH	Physique (C.S.U.)
	E. KAHANE	Chimie Biologique
	J.J. MOREAU	Mécanique Rationnelle
	B. CHARLES	Mathématiques Pures
	J. MOTTE	Botanique
	R. JOUTY	Physique
	R. LEGENDRE	Zoologie
	C. CHALIN	Physique
	I. ASSENMACHER	Physiologie Animale
	B.. PISTOULET	Physique
	Ch. ROUMIEU	Chimie Minérale
	R. LAFONT	Physique
	R. JACQUIER	Chimie
	J. FALGUEIRETTES	Minéralogie
Mme	J. CHARLES	Mathématiques
	P. CAILLON	Physique
	J. ROUZAUD	Chimie
	Ch. SAUVAGE	Botanique
	P. DUMONTET	Physique



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555624_0028

PROFESSEURS SANS CHAIRE :

Mme M. de POUCCQUES	Botanique (C.S.U.)
P. MURAOUT	Géophysique Appliquée
Mme M. LAFON	Mathématiques
M. MATTAUER	Géologie
G. TOURNE	Chimie
L. EUZET	Zoologie (C.S.U.)
J. REMY	Géologie
Mme G. VERNET	Biologie Animale
H. ANDRILLAT	Astronomie
P. DEMANGEON	Géologie
A. BONNET	Botanique
J.P. LAFON	Mathématiques
C. DELOUPY	Physique
L. GRAMBAST	Botanique
A. SAVELLI	Physique
H. CHRISTOL	Chimie

MAITRES DE CONFERENCES :

Mle N. PIREYRE	Botanique
Mme Ch. DUBOUL-RAZAVET	Géologie (C.S.U.)
E. GROUBERT	Physique
Mme H. GUASTALLA	Biologie Physico-Chimique
A. STEINER	Psychophysiologie
G. LAMATY	Chimie
R. GAUFRES	Chimie
F. PROUST	Géologie
A. BASSOMPIERRE	Physique
A. MARTINEAU	Mathématiques
R. MARTY	Physiologie Animale
M. MAURIN	Chimie
J.J. SOULIER	Chimie (C.S.U.)
J. PARIS	Biologie Animale (C.S.U.)
P. MOLINO	Mathématiques (C.S.U.)

CHARGES D'ENSEIGNEMENT :

M. LEFRANC	Mathématiques
A. STURER	Mathématiques
Mle A. BAILLETTE	Mathématiques (C.S.U.)

SECRETAIRE PRINCIPAL :

Mr. E. SIAU

A LA MEMOIRE DE MON PERE

A MA MERE

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique de l'Etat Cristallin de la Faculté des Sciences de Montpellier, sous la direction de Monsieur le Professeur Ch. BOUHET.

Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour la sollicitude et la confiance qu'il n'a cessé de me témoigner.

Monsieur le Professeur A. KASTLER, Membre de l'Institut, m'a fait le grand honneur de bien vouloir participer au jury de cette thèse, apportant la caution de sa haute autorité scientifique.

Je le prie d'agréer mes sincères remerciements, ainsi que Mademoiselle A.M. VERGNOUX et Monsieur A. BASSOMPIERRE, Professeurs à la Faculté des Sciences de Montpellier, Membres du jury.

Mes remerciements s'adressent également à Monsieur R. CHABBAL Professeur à Orsay, pour son aide et ses conseils en Interférométrie, à Monsieur GIACOMO, Professeur à Caen, qui nous a fourni des couches multidiélectriques pour l'ultraviolet et sans qui ce travail n'aurait probablement pu être mené à bien, et à Monsieur R. LAFONT, Professeur à Montpellier, qui nous a fait bénéficier de sa compétence dans la fabrication des cristaux et les basses températures.

Les conseils et les encouragements de Monsieur A. BASSOMPIERRE en Physique Quantique m'ont été d'une aide extrêmement précieuse. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma gratitude.

Que soient aussi remerciés Monsieur R. DUPEYRAT, Professeur à Reims, Mademoiselle D. LAGARDE, Maître-Assistante à la Sorbonne et Monsieur G.W. COHEN-SOLAL, Maître-Assistant à Montpellier pour les nombreuses discussions que nous avons eues ensemble.

Je dois une particulière reconnaissance à Monsieur M. BOISSIER Assistant au Laboratoire, pour l'efficacité de sa collaboration lors de l'achèvement de ce travail.

Je n'aurais enfin garde d'oublier le Personnel Technique du Laboratoire et de l'Atelier de la Faculté pour leur compétence et leur constant dévouement.

ETUDE INTERFEROMETRIQUE
DE LA DIFFUSION RAYLEIGH
DANS LES CRISTAUX
EFFET BRILLOUIN

INTRODUCTION

1. - GENERALITES SUR LA DIFFUSION -

L'analyse de la lumière diffusée dans une direction donnée par un cristal éclairé par une source monochromatique permet de mettre en évidence trois groupes de raies :

- a) Une raie de même fréquence ν_0 que la radiation excitatrice, appelée raie de fausse diffusion.

Son intensité dépend beaucoup de la nature du cristal, de l'échantillon choisi et de son orientation par rapport aux faisceaux incident et diffusé. Elle peut varier entre 10^{-6} et 10^{-9} I_0 si le volume diffusant est un cube de 1 cm de côté éclairé par un faisceau d'intensité I_0 d'ouverture 1 mstrd.

Cette raie ne devrait pas exister si le cristal était parfait et au repos thermique. Supposons l'angle de diffusion égal à 90°

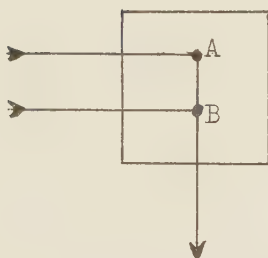


Fig.1

pour simplifier. Deux éléments de volume égaux entourant les points A et B distants de $n \frac{\lambda}{2}$ (n indice du milieu) contiennent le même nombre de centres diffusants ; il en résulte une destruction complète par interférence de la lumière émise dans la direction AB et il est toujours

possible de grouper deux à deux de cette manière tous les éléments du volume contribuant à la diffusion.

L'origine de cette diffusion est donc à chercher dans la structure réelle du cristal ; les différents défauts du réseau jouent le rôle de centres diffusants répartis au hasard ou suivant des lois mal connues.

Bien que son étude présente de ce chef un intérêt considérable, elle n'a pas été faite systématiquement dans ce travail et nous considérerons la fausse diffusion comme un phénomène parasite.

- b) Trois ensembles de deux composantes de même intensité à la température ordinaire symétriquement placées par rapport à (ν_0) , très proches de cette radiation. Ce sont les doublets Brillouin.

Nous noterons ν^B leurs fréquences et nous appellerons "écarts en fréquence" ou "shifts" les quantités $\delta\nu^B = \nu^B - \nu_0$ positives pour les raies Antistoke, négatives pour les raies Stoke .

Les écarts en longueur d'onde $\delta\lambda^B$ sont tels que $\frac{\delta\lambda^B}{\lambda_0} = - \frac{\delta\nu^B}{\nu_0}$.

Dans les applications, nous utiliserons plutôt les "nombres d'onde" $\sigma = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}$ avec comme unité le cm^{-1} ou Kaiser.

Les shifts sont compris entre 0,5 et 5 cm^{-1} vers $\lambda_0 = 2537 \text{ Å}$ (0,03 à 0,3 Å) ; les intensités sont de l'ordre de $10^{-9} I_0$, dans les conditions définies en (a) et différent d'un doublet à l'autre. Shifts et intensités dépendent de la nature du cristal, de son orientation et de l'angle de diffusion.

- c) n ensembles de deux composantes symétriquement disposées mais plus éloignées de (ν_0) que les raies précédentes. Ce sont les raies Raman.

Les écarts en fréquence varient de quelques dizaines de cm^{-1} à 3700 cm^{-1} environ et sont sensiblement indépendants de l'orientation du cristal par rapport aux faisceaux ; les intensités des composantes d'un doublet sont inégales, d'autant plus que les shifts sont plus grands ; elles sont supérieures à celles des raies Brillouin du moins en ce qui concerne les raies Raman les plus intenses.

Les doublets Brillouin et Raman sont créés par l'agitation thermique ; le point important est que dans un milieu cristallin les atomes ou les ions sont fortement couplés et que l'on peut rendre compte de cette agitation par un système d'ondes planes qui provoquent des fluctuations ordonnées de densité et d'anisotropie.

Négligeons d'abord la vitesse des ondes thermiques devant celle des ondes lumineuses et limitons nous aux fluctuations de densité.

A un instant donné, cette densité est maximale dans le plan d'onde I, minimale dans le plan II distant de $\lambda_e/2$, si λ_e est la longueur d'onde élastique. (Fig.2). Un élément de volume entourant A contient plus de centres diffusants qu'un élément de volume égal entourant B : la destruction par interférence n'est pas complète pour les rayons 1' et 2' supposés en opposition de phase.

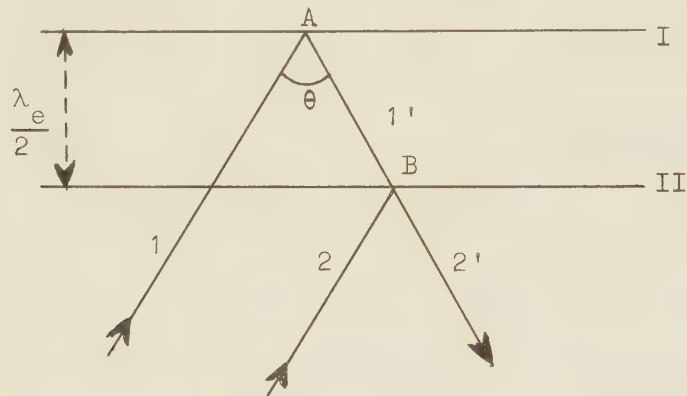


Fig.2

Le problème est identique à celui de la diffraction des rayons X, ainsi que l'a remarqué L. Brillouin dès 1922 [49] et l'on trouve, pour qu'il y ait un maximum dans la direction AB, que l'onde acoustique doit être la bissectrice extérieure de l'angle θ (2) et que λ_e doit vérifier la relation :

$$\lambda_0 = 2n\lambda_e \sin \frac{\theta}{2} \quad (3)$$

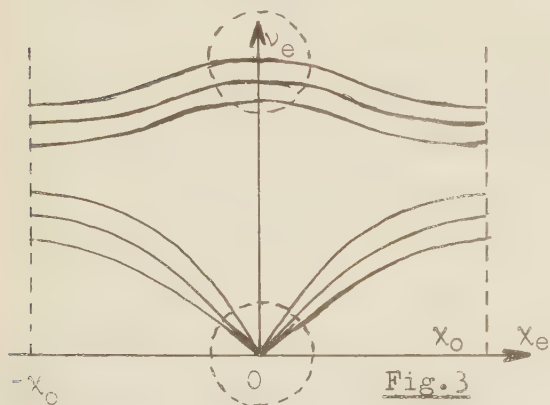
où λ_0 est la longueur d'onde incidente dans le vide, n l'indice du milieu supposé optiquement isotrope pour simplifier.

Si on tient compte de ce que cette "réflexion sélective" s'effectue sur un plan se déplaçant à la vitesse $\pm V_e$, il résulte de l'effet Doppler correspondant un changement de longueur d'onde $\delta\lambda$ pour la radiation diffusée tel que :

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda_0} = \pm \left(\frac{2nV_e}{c} \right) \sin \frac{\theta}{2} \quad (4)$$

On obtient, en combinant (3) et (4) la relation (5) $\nu' = \nu \pm \nu_e$ où ν' , ν et ν_e sont respectivement les fréquences diffusée, incidente et élastique.

Le spectre de vibration d'un cristal se compose de trois branches "acoustiques" et de $3g - 3$ branches "optiques" (g : nombre d'atomes ou d'ions de la maille) représentant les variations de ν_e en fonction du vecteur d'onde $\vec{\chi}_e$ de module $1/\lambda_e$, dirigé suivant la normale à l'onde élastique. (Fig.2 tracée dans le cas $g = 2$ pour une orientation donnée de $\vec{\chi}_e$; χ_0 est de l'ordre de l'inverse des dimensions atomiques).



Quand λ_e tend vers l'infini (ou χ_e vers zéro) les fréquences acoustiques tendent vers zéro et l'on a :

$$(6) \quad \nu_e = V_e \chi_e$$

où la vitesse de l'onde, V_e , est sensiblement constante ; les fréquences optiques tendent, elles, vers des

limites finies, d'ailleurs indépendantes de la direction de $\vec{\chi}_e$.

D'après (3) les longueurs d'onde élastiques en jeu sont de l'ordre des longueurs d'ondes optiques ; elles sont donc grandes devant les dimensions de la maille. Suivant que l'on considère des vibrations des branches optiques ou des branches acoustiques, on rend compte des diffusions Raman ou Brillouin. Nous nous limiterons désormais à ce dernier phénomène.

La direction et le module de $\vec{\chi}_e$ sont déterminés par les relations (2) et (3) donc aussi les trois fréquences associées si sont connues les courbes de dispersion de la fig.3. La formule (5) donne immédiatement les écarts en fréquence tels que nous les avons définis, par :

$$\delta \nu^B \quad c \delta \sigma^B = \pm \nu_e$$

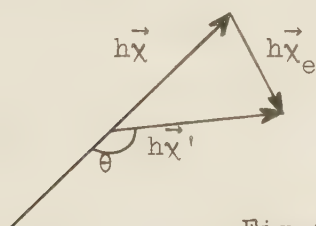
On peut remarquer que les raisonnements ci-dessus expliquent les apparences observées en prenant un gaz ou un liquide comme milieu diffusant.

Dans le premier cas, on se représente l'agitation thermique comme un phénomène purement aléatoire ; il n'existe pas de fluctuations ordonnées pouvant créer les doublets et l'on obtient qu'une diffusion sans changement de longueur d'onde.

Dans le deuxième, on observe de plus un doublet unique : ceci s'explique en considérant l'agitation thermique comme due en partie au hasard, et en partie à un système d'ondes, du seul type longitudinal, bien entendu, si on néglige la viscosité.

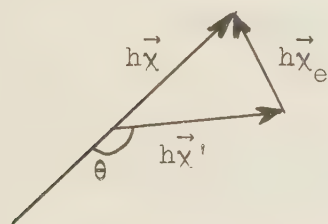
Il est équivalent de considérer les systèmes d'ondes planes envisagés ou une assemblée de phonons d'énergie $h\nu_e$, d'impulsion $h\vec{\chi}_e$ et, d'autre part, l'onde lumineuse ou une assemblée de photons d'énergie $h\nu$, d'impulsion $h\vec{\chi}$ ($\vec{\chi}$ suivant la normale à l'onde, de module $\frac{1}{\lambda} = \frac{n}{\lambda_0}$). Il est alors possible de se représenter simplement l'interaction onde lumineuse-cristal : un phonon incident explose en un phonon et un photon diffusé ou se détruit dans le choc avec un phonon en donnant naissance à un photon diffusé.

Si l'on admet qu'il y a conservation de l'énergie et de l'impulsion dans ces interactions, on obtient les schémas et équations ci-dessous :



$$(7) \quad \begin{cases} h\vec{\chi}' = h\vec{\chi} + h\vec{\chi}_e \\ h\nu' = h\nu + h\nu_e \end{cases}$$

Fig.4 : Diffusion Antistoke



$$(7') \quad \begin{cases} h\vec{\chi}' = h\vec{\chi} - h\vec{\chi}_e \\ h\nu' = h\nu - h\nu_e \end{cases}$$

Fig.4' : Diffusion Stoke

que l'on peut résumer en :

$$(8) \quad \begin{cases} \vec{\chi}' = \vec{\chi} \pm \vec{\chi}_e \\ \vec{v}' = \vec{v} \pm \vec{v}_e \end{cases}$$

La deuxième relation (8) peut s'écrire :

$$(9) \quad \frac{\chi' - \chi}{\chi} = \pm \frac{v_e}{v} \quad \text{d'après} \quad v = \chi v, \quad v = \frac{c}{n}$$

Avec $\frac{v_e}{v} \sim \frac{1}{10.000}$, il est évident sur les fig.4 et 4' que $\vec{\chi}_e$ est la bissectrice de l'angle θ , ce qui entraîne la relation :

$$(10) \quad \chi_e = 2\chi \sin \frac{\theta}{2} \quad \text{soit} \quad \lambda_o = 2n\lambda_e \sin \frac{\theta}{2}$$

on peut remplacer v_e par $V_e \chi_e$ dans (9) ; on retrouve, en tenant compte de (10), la relation (4) :

$$\frac{\delta \lambda^B}{\lambda_o} = \pm \frac{2nV_e}{c} \sin \frac{\theta}{2}$$

Chandrasekharan a le premier remarqué qu'il y avait lieu de tenir compte de l'anisotropie optique du cristal [113] ; il a trouvé que $\vec{\chi}_e$ n'était plus exactement la bissectrice de θ et que l'on devait obtenir 12 doublets au lieu de 3 dans le cas général. Ces résultats apparaîtrons comme une conséquence de la théorie classique au parag. I.2.2.

Le calcul des intensités diffusées peut être abordé de plusieurs façons.

- a) On peut résoudre les équations de propagation des ondes élastiques dans le milieu supposé continu, parce que la longueur d'onde "active" est bien plus grande que les dimensions atomiques ; on en déduit les déformations et les fluctuations du tenseur constante diélectrique $[\epsilon]$ et on cherche une solution des équations de Maxwell dans le milieu ainsi perturbé.

- b) On peut quantifier l'agitation thermique et le champ électromagnétique et traiter le problème comme une interaction phonons-photons, en prenant des modèles plus ou moins perfectionnés.
- c) Il est encore possible d'utiliser des schémas intermédiaires, par exemple en décomposant l'agitation en modes normaux sans quantifier le champ, en conservant une interaction phénoménologique en $[\varepsilon]$.
- d) On peut enfin chercher une interprétation quantique de la polarisabilité électronique, ce qui donne encore plusieurs possibilités de traitements.

Les techniques purement quantiques ne conduisent pas, pour l'instant, à des vérifications numériques faciles.

2. - TRAVAUX ANTERIEURS^(*) -

2.1. Travaux théoriques.

Le mémoire initial de L. Brillouin, sur les corps isotropes, [49] s'inspirait de formules d'Einstein [47]. Il a été suivi par de nombreux auteurs, qui ont généralisé aux milieux anisotropes [52, 53, 58, 62, 64] (technique "a").

Plus récemment, il faut signaler les travaux importants de Barriol [85], Chapelle et L. Taurel [139] seuls ou en collaboration qui utilisent aussi la technique "a", mais cherchent une interprétation moléculaire des constantes élasto-optique, ainsi que ceux de Chandrasekharan([113] notamment), qui tient compte de la biréfringence du milieu.

O. Theimer [116] [117], Born et Huang (in [11]) ont conduit les calculs suivant la méthode "c" se ramenant aux constantes classiques pour les calculs effectifs.

(*) - Les énumérations ci-dessous ne prétendent pas être exhaustives.

Enfin la théorie de Tamm [59] est de type "b" à cela près que champ et agitation sont quantifiés après interaction. C'est à notre connaissance, la seule théorie quantique menée jusqu'aux applications numériques.

La question est actuellement à l'ordre du jour (Burstein technique "d" ; Sjölander technique "b" in [146]).

2.2 - Travaux expérimentaux.

L'étude du phénomène comporte des difficultés ; elle exige à la fois grande luminosité et grande résolution, la fausse diffusion est souvent très gênante.

Les expérimentateurs ont surtout suivi deux voies :

Etude des raies isolées. Le premier travail est de Gross, avec un échelon de Michelson à 30 lames [60] [61]. Il est difficile de citer tous les mémoires (on peut consulter [115]). Il y a lieu de signaler, en particulier, les travaux de l'Ecole Hindoue ([65]...[113]...).

La raie excitatrice est nécessairement monochromatique (sources à mercure naturel ; $\lambda = 2537, 4047, 4358 \text{ \AA}$) les faisceaux ne sont généralement pas polarisés. Les auteurs ont utilisé des procédés interférentiels (lames de Lummer, Fabry-Pérot) ou des spectrographes suffisamment résolvants en interposant éventuellement des cuves à mercure pour absorber la fausse diffusion. Le procédé de détection a toujours été la photographie.

Les mémoires portent surtout sur les mesures d'écarts en fréquence ; les intensités sont évaluées en valeur relative, lorsque deux doublets peuvent être obtenus, ou comparées aux intensités de raies Raman voisines.

Nous pensons que les expérimentateurs, qui ont travaillé avec un appareillage moins perfectionné que le nôtre (sources isotopiques, Fabry-Pérot de grandes dimensions à couches multi-diélectriques) ont eu une tâche très difficile ; ceci explique que certains résultats ne soient pas entièrement convaincants ou soulèvent des difficultés d'interprétation.

A titre d'exemple, beaucoup d'enregistrements sont obtenus avec la radiation $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ d'une source à mercure naturel, après réabsorption de la F.D. par une cuve chauffée. Ils ont l'aspect de la fig.5 :

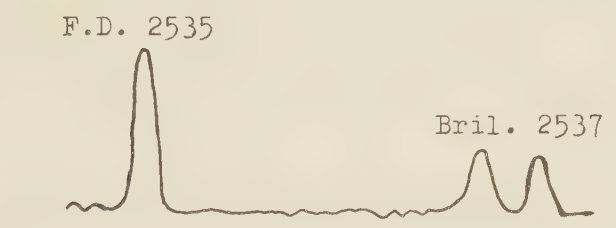


Fig.5

La F.D. de (2535) est environ deux fois plus intense que le Brillouin de (2537). En gros, (2535) est 500 fois plus faible que (2537). La F.D. de (2537) était donc, dans ces expériences à peu près 1000 fois plus forte que les raies Brillouin.

Nous avons été personnellement gênés quand la F.D. était 50 fois aussi forte que la diffusion Brillouin (Cf. Pl. XV-XVI et XIX-XX) et nous croyons avoir démontré qu'il était nuisible de trop chauffer la cuve pour obtenir une plus grande absorption de la F.D. (Cf. Parg. V-3 et Pl. XIV). L'interprétation des clichés tels que (5) pouvait donc soulever des difficultés.

L'opinion de certains auteurs sur cette question est bien plus pessimiste que la nôtre [109] [141].

Etude globale de la lumière diffusée. Le premier mémoire est sans doute celui de Landsberg [53]. De nombreux travaux seraient à citer : Landsberg seul ou en collaboration, Matossi ...

L. Taurel, seule ou en collaboration, a particulièrement étudié le problème et s'est entourée de nombreuses précautions expérimentales [139].

La méthode est basée sur l'idée que les phénomènes parasites sont faibles ou suivent des lois différentes en fonction de la température (et éventuellement de la longueur d'onde), on peut donc distinguer la diffusion Brillouin, proportionnelle à T , des phénomènes parasites qui en sont à peu près indépendants.

Cette technique permet de travailler en lumière totale, avec des sources intenses ; elle est adaptée à des mesures d'intensité et de polarisation et ne permet évidemment pas des mesures d'écart en fréquence.

Sa mise en oeuvre demande beaucoup de soins. Les auteurs sont en effet gênés par la fausse diffusion : sa trop grande intensité peut rendre difficilement utilisable cette méthode "de différence", le fait qu'elle soit intimement liée à la structure réelle oblige à stabiliser le cristal par des cycles "chauffages - refroidissements".

Peut être peut-on formuler une critique sur le principe même de la méthode : elle admet à priori que l'intensité de la seule diffusion Brillouin est proportionnelle à la température absolue.

3. - PLAN DU PRESENT TRAVAIL -

Première Partie : THEORIE.

CH.I . Nous exposons la théorie phénoménologique en insistant sur la difficulté que comporte le passage à un milieu anisotrope. On donne une forme générale à l'expression des intensités.

CH.II. Une théorie quantique très directe a été élaborée en collaboration avec Monsieur le Professeur Bassompierre. Sans doute trop schématique, elle ne rend pas compte de l'ensemble des phénomènes et doit être améliorée.

Deuxième partie : TECHNIQUE -

Nous avons essayé de mettre au point un appareillage et une technique permettant des mesures précises sur les composantes Brillouin isolées, à savoir : des mesures d'écarts en fréquence, des mesures d'intensités directement ramenées à l'intensité de la raie excitatrice, des mesures d'intensités en fonction de la température, éventuellement, des mesures de polarisation.

Nous avons choisi la raie de résonance du mercure comme radiation excitatrice malgré les plus grandes difficultés des réglages dans l'ultraviolet, parce que les shifts sont proportionnels à sa fréquence les intensités à sa puissance quatre et qu'il est facile de réabsorber la fausse diffusion. Nous avons utilisé des sources à mercure isotopique fabriquées au laboratoire pour disposer d'une raie sans structure hyperfine.

Il était naturel de songer, pour l'analyse du spectre, à un interféromètre de Fabry-Pérot à couches multidiélectriques à cause des qualités de luminosité et de résolution de cet appareil, et d'utiliser comme détecteur une cellule à multiplicateurs d'électrons pour éviter les difficultés de la photométrie photographique. Le montage correspondant a été réalisé à partir d'étalons à cales adhérentes de Jobin Yvon.

L'utilisation de l'information contenue dans les enregistrements a soulevé un certain nombre de difficultés que nous avons essayé de résoudre.

L'ensemble de ces questions fait l'objet des chapitres III, IV, V.

CH. III. Nature du Spectre à enregistrer ; Elargissement par convergence.
Rappel des formules générales du Fabry-Pérot, choix des caractéristiques.

CH. IV. Etude des différentes parties du montage et de leur mise au point.

CH. V . Problème des mesures. Adaptation des formules aux conditions expérimentales ; Méthode permettant d'obtenir les intensités des raies Brillouin à partir des enregistrements. Corrections diverses.

Troisième Partie : RESULTATS -

CH. VI. ClNa : Deux échantillons synthétiques, un échantillon naturel.

CH.VII. ClO_3Na : Trois parallélipipèdes tirés d'un gros monocristal fabriqué au laboratoire.

CH.VIII. QUARTZ : Trois échantillons.

CH. IX . INFLUENCE DE LA TEMPERATURE : Refroidissement (azote liquide) et chauffage (150°C) d'un cristal de quartz présentant peu de fausse diffusion.

Les cristaux ont été étudiés sous les différentes orientations possibles, avec les deux Fabry-Pérot (1 mm et 1,27 mm), avec et sans réabsorption de la F.D.

Les résultats obtenus avec un échantillon de silice amorphe, un cristal de FLi et un cristal de CO_3Ca nous ont parus médiocres et ne seront publiés qu'après vérification.

Des SCHEMAS et des PHOTOGRAPHIES du montage, des REPRODUCTIONS D'ENREGISTREMENTS et une BIBLIOGRAPHIE sont rassemblés dans les planches I-XXIV et les pages XXV à XXX.

PREMIERE PARTIE

T H E O R I E

CHAPITRE I - THEORIE CLASSIQUE

La théorie exposée dans ce chapitre est à la fois macroscopique et phénoménologique, en ce sens que le milieu est considéré comme continu et que l'interaction agitation thermique - champ électromagnétique (non quantifiés) est attribuée aux perturbations du tenseur constante diélectrique.

I-1 - ONDES ELASTIQUES - MODIFICATIONS DE LA PERMITIVITE DU CRISTAL -

I-1.1. Rappels d'Elasticité.

D'après les résultats de l'introduction, la région concernée des courbes de dispersion est le début des branches acoustiques (où $v = XV$ avec $V = \text{constante}$ - nous supprimons l'indice e dans ce paragraphe).

La propagation des ondes élastiques est alors régie par la théorie classique de Cauchy-Voigt et les équations de Christoffel que nous allons rappeler.

On démontre ([1] [3] [15]) que les composantes du déplacement $\vec{U}$ d'un élément de volume du milieu de masse spécifique ρ vérifient le système d'équations différentielles :

$$(I.1) \quad \rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \Lambda_{ij}^{kl} \frac{\partial^2 U_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad (i, j, k, l, = 1, 2, 3)^{(*)}$$

(*) - Les calculs seront effectués dans un repère orthonormé. Il n'est donc pas fait de distinction entre les composantes covariantes et contravariantes et la place des indices est sans importance. On utilise la convention de l'indice muet (somme sur cet indice s'il figure deux fois dans un même monôme, par exemple :

$\alpha_i^j x^i = \sum_{i=1}^3 \alpha_i^j x^i$. Un tenseur ou une matrice seront représentés par la notation [].

ϵ_{kl}
où Λ_{ij} est une composante du tenseur des constantes élastiques du quatrième ordre, symétrique en i et j , en k et l et en (ij) et (kl) qui relie les déformations :

$$(I.2) \quad \epsilon_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_l}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_l} \right)$$

aux tensions T_{ij} d'après : $T_{ij} = \Lambda_{ij}^{kl} \epsilon_{kl}$

On cherche une solution de (1) en ondes planes ; les plans d'ondes sont définis par $q_j \cdot x_j = p$ où les q_j et p sont les cosinus directeurs de la normale $\vec{q}$ au plan et la distance de ce plan à l'origine.

L'état vibratoire d'un point du plan ne dépend que de p , on a donc :

$$\frac{\partial U_l}{\partial x_j} = \frac{\partial U_l}{\partial p} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_j} = \frac{\partial U_l}{\partial p} \cdot q_j$$

$$\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k} = \frac{\partial^2 U_i}{\partial p^2} \cdot q_j q_k$$

d'où en posant :

$$(I.3) \quad \Lambda_{ij}^{kl} q_j q_k = n_i^l \quad (I.4) \quad \rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = n_i^l \frac{\partial^2 U_l}{\partial p^2}$$

(le tenseur n_i^l est symétrique en i et l).

Nous nous limitons aux mouvements périodiques en p et t . Le mouvement d'un point est inchangé si $t \rightarrow t + T$ et $p \rightarrow p + \lambda$. Il doit donc s'écrire :

$$(I.5) \quad \vec{U} = \sum_f \vec{u}_{(f)} \sin \cos 2\pi(\nu_{(f)}t - \chi_{(f)}p)$$

avec :

$$\vec{\chi}_{(f)} = \frac{\vec{q}}{\lambda_{(f)}}, \quad \chi = |\vec{\chi}|,$$

$$\text{et } V_{(f)} \text{ (vitesse de propagation)} = \frac{v_{(f)}}{\chi_{(f)}}$$

Les $\vec{u}$ vérifient (en supprimant l'indice f pour alléger) :

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = -4\pi^2 v^2 u_i \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 u_i}{\partial p^2} = -\frac{4\pi^2 v^2}{V^2} \cdot u_i$$

Ils doivent satisfaire à la relation (4) ; il en résulte :

$$(I.6) \quad \gamma u_i = n_i^1 u_1 \quad \text{ou} \quad \vec{\gamma u} = [n] \vec{u} \quad \text{avec} \quad \gamma = \rho V^2$$

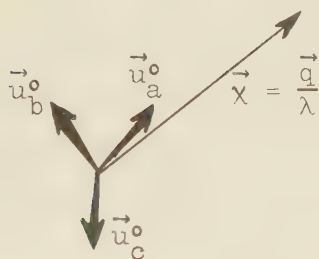


Fig.I.1

A un vecteur d'onde donné (c'est-à-dire à une direction de propagation et à une longueur d'onde données) sont donc associées les trois directions de vibration $\vec{u}_a^0$, $\vec{u}_b^0$ et $\vec{u}_c^0$ vecteurs propres de la matrice $[n]$; ces trois directions sont réelles et

normales entre-elles d'après les propriétés de symétrie de $[n]$; elles ne sont, en général, ni purement transversales, ni purement longitudinales. Il leur correspond les trois vitesses de propagation :

$$(I.7) \quad V_s = \sqrt{\frac{\gamma_s}{\rho}}$$

où les γ_s sont les valeurs propres de $[n]$ réelles et positives et les trois fréquences (I.7') $\nu_s = V_s \chi$ ($s = a, b, c$).

La donnée de la direction de propagation suffit à déterminer les directions de vibration et les vitesses de propagation.

I-1.2. Dénombrement et énergie des ondes.

Nous supposons que le cristal est un parallélépipède rectangle de côtés L_1 L_2 L_3 , de volume $\tau_0 = L_1 L_2 L_3$ satisfaisant aux conditions cycliques de Born.

Les composantes du vecteur d'onde $\vec{\chi}$ doivent donc vérifier :

$$\chi_1 = \frac{n_1}{L_1} \quad \chi_2 = \frac{n_2}{L_2} \quad \chi_3 = \frac{n_3}{L_3}$$

où n_1 , n_2 et n_3 sont des nombres entiers positifs ou négatifs.

Un vecteur $\vec{\chi}$ pilote trois vibrations acoustiques. Les extrémités de ces vecteurs constituent un réseau, à maille rectanglée dans le cas que nous avons choisi, d'équidistance $\frac{1}{L_1}$, $\frac{1}{L_2}$, $\frac{1}{L_3}$; la maille élémentaire de ce réseau a donc pour volume $\frac{1}{L_1 L_2 L_3} = \frac{1}{\tau_0}$ il contient τ_0 "points représentatifs" par unité de volume, ce qui signifie que le nombre de vibrations d'un type déterminé dont le vecteur nombre d'onde est compris entre $\vec{\chi}$ et $\vec{\chi} + d\vec{\chi}$ a pour valeur $dN = \tau_0 d\chi_1 d\chi_2 d\chi_3$ (I.8).

La plus petite longueur d'onde qui puisse se propager dans le réseau réel est de l'ordre de grandeur des dimensions de la maille.

En supposant, pour simplifier, cette maille rectanglée, de côtés l_1 , l_2 , l_3 :

$$\chi_1^M = \frac{\pm 1}{2l_1} \quad \chi_2^M = \frac{\pm 1}{2l_2} \quad \chi_3^M = \frac{\pm 1}{2l_3}$$

où l'indice M signifie "Maximum".

Ces valeurs sont beaucoup plus grandes que les équidistances $\frac{1}{L_1}$ $\frac{1}{L_2}$ $\frac{1}{L_3}$. Il s'ensuit que si nous avons à calculer des quantités telles que $G = \sum F(\chi_1, \chi_2, \chi_3)^{(*)}$ où la sommation doit être effectuée sur toutes les ondes acoustiques possibles d'un type déterminé, nous pourrions remplacer la somme par une intégrale et écrire :

(*) (I.9)

$$(I.9') \quad G \simeq \iiint_{-\infty}^{+\infty} \tau F(\chi_1, \chi_2, \chi_3) d\chi_1 d\chi_2 d\chi_3$$

On retrouve bien, d'autre part, les $3N$ degrés de liberté possibles, (N , nombre d'atomes du cristal = $N_1 N_2 N_3$; N_i = nombre d'atomes suivant L_i).

— Nous pouvons écrire une des vibrations propres du solide :

$$(I.10) \quad \vec{u} = \vec{u}^0 u_0 \cos 2\pi (\nu t - \vec{\chi} \cdot \vec{r} + \zeta)$$

où $\vec{u}^0$ est un des vecteurs propres unitaires de $[n]$, ν la fréquence associée, u_0 l'amplitude maximale du déplacement et $2\pi\zeta$ une phase arbitraire.

Nous déterminerons u_0 en écrivant que l'énergie totale de cette onde est aux températures usuelles égale à KT (K : constante de Boltzmann).

Puisqu'il s'agit d'un oscillateur harmonique, cette énergie totale est égale à l'énergie cinétique maximale d'où :

$$\frac{1}{2} \rho \tau_0 u_0^2 4\pi^2 \chi^2 \nu^2 = KT$$

et :

$$(I.11) \quad u_0^2 \chi^2 = \frac{KT}{2\pi^2 \rho V^2 \tau_0}$$

Cette expression ne serait évidemment plus valable à basse température (Cf. Parg. II.1).

I-1.3. Action des ondes sur les propriétés diélectriques.

Le champ et l'induction électrique sont reliés dans le cristal par les relations équivalentes :

$$\vec{E} = [b] \vec{D} \quad \vec{D} = [\epsilon] \vec{E} = (1 + 4\pi [K]) \vec{E}$$

où les tenseurs symétriques du deuxième ordre $[b]$ $[\epsilon]$ et $[K]$ sont respectivement les tenseurs imperméabilité, permittivité et susceptibilité diélectriques.

En l'absence de déformations, ces tenseurs prennent la forme diagonale si on rapporte le cristal aux axes de l'ellipsoïde des indices.

Par exemple :

$$(I.12) \quad [b_o] = \begin{bmatrix} b_{11} & 0 & 0 \\ 0 & b_{22} & 0 \\ 0 & 0 & b_{33} \end{bmatrix}$$

Dans le milieu déformé, $[b_o]$ devient $[b] = [b_o] + [\Delta b]$ avec :

$$(I.12') \quad [\Delta b] = \begin{bmatrix} \Delta b_{11} & \Delta b_{12} & \Delta b_{13} \\ \Delta b_{21} & \Delta b_{22} & \Delta b_{23} \\ \Delta b_{31} & \Delta b_{32} & \Delta b_{33} \end{bmatrix} \quad \Delta b_{ij} = \Delta b_{ji}$$

D'une façon générale, les Δb_{ij} sont reliés aux déformations e_{kl} et au champ imposé, de composantes E_h , par la relation :

$$(I.13) \quad \Delta b_{ij} = p_{ij}^{kl} \epsilon_{kl} + z_{ij}^h \cdot E_h$$

Les p_{ij}^{kl} sont les composantes d'un tenseur du quatrième ordre symétrique en i et j et en k et l , ce qui réduit le nombre des composantes de 81 à 36, dans le cas d'un cristal triclinique.

On les appelle constantes élasto-optiques (constantes de Pöckel) ; ce sont des quantités sans dimension, d'ordre de grandeur 0,1 ; mesurées en étudiant les modifications de l'ellipsoïde des indices dans un cristal soumis à des contraintes statiques.

Les z_{ij}^h forment le tenseur du troisième ordre, symétrique en i et j , des constantes électro-optiques. Il a 18 composantes indépendantes, nécessairement toutes nulles pour un cristal possédant un centre de symétrie.

Nous négligerons l'effet électro-optique dans la suite de ce travail : L. Taurel a montré d'une façon générale que les corrections correspondantes n'avaient d'importance que dans les cristaux fortement piézo-électrique et pouvaient être négligées même dans le cas du quartz [139].

On peut obtenir le tenseur $[\Delta K]$ de $[K] = [K_0] + [\Delta K]$ par inversion de $[b]$.

Si on suppose les ΔK_{ij} très petits, on trouve :

$$(I.14) \quad \Delta K_{ij} = - \frac{(n_i^2 n_j^2)}{4\pi} p_{ij}^{kl} \epsilon_{kl}$$

(n_i : indices principaux du cristal ; les sommations ne portent pas sur les quantités $n_i^2 n_j^2$, ce qu'indique la parenthèse).

Les ϵ_{kl} peuvent être calculés d'après leur définition (I.2) et l'expression (I.10) du déplacement d'un point ; on trouve :

$$(I.15) \quad \epsilon_{kl} = 2\pi e_{kl} u_o \chi \sin 2\pi (\nu t - \vec{\chi} \cdot \vec{r} + \zeta)$$

$$\text{en posant :} \quad e_{kl} = \frac{1}{2} (u_k^o q_l + u_l^o q_k) \quad (I.16)$$

($\vec{u}^o$ une des directions de vibration associée à la direction de propagation $\vec{q}$).

Il vient donc :

$$(I.17) \quad \Delta K_{ij} = \delta K_{ij} \sin 2\pi (\nu t - \vec{\chi} \cdot \vec{r} + \zeta)$$

avec :

$$(I.18) \quad \delta K_{ij} = - \frac{u_0 \chi}{2} (n_i^2 n_j^2) p_{ij}^{kl} e_{kl} = - \frac{u_0 \chi}{2} (n_i^2 n_j^2) B_{ij}$$

$$(I.19) \quad (B_{ij} = p_{ij}^{kl} e_{kl})$$

On obtient une notation plus condensée en introduisant les quantités :

$$(I.19') \quad B'_{ij} = (n_i^2 n_j^2) B_{ij}$$

Soit :

$$(I.20) \quad \delta K_{ij} = - \frac{u_0 \chi}{2} B'_{ij}$$

Ceci permet de résumer les résultats obtenus sous la forme :

$$(I.21) \quad [\Delta K] = [\delta K] \sin 2\pi (\nu t - \vec{\chi} \cdot \vec{r} + \zeta)$$

$$(I.22) \quad [\delta K] = - \frac{u_0 \chi}{2} [B']$$

I-1.4. Symétries - Notations simplifiées.

On utilise souvent des notations à nombre d'indices réduits tenant compte des symétries en i et j, k et l et, éventuellement, (i,j) , (k,l) des grandeurs introduites ci-dessus.

[Il n'y a, par exemple, que six déformations distinctes, si la densité de couple est nulle dans le milieu : $e_{ij} = e_{ji}$].

Nous emploierons des indices grecs, courant de 1 à 6, avec la correspondance :

$$\begin{array}{cccccc} \alpha = & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 \\ (ij) = & (1,1) & (2,2) & (3,3) & (2,3) \text{ ou } (3,2) & (3,1) \text{ ou } (1,3) & (1,2) \text{ ou } (2,1) \end{array}$$

Tableau pratique des déformations : $[S_\alpha]$

$$\begin{cases} S_1 = \epsilon_{11} & S_2 = \epsilon_{22} & S_3 = \epsilon_{33} \\ S_4 = 2\epsilon_{23} & S_5 = 2\epsilon_{31} & S_6 = 2\epsilon_{12} \end{cases}$$

même correspondance entre e_{kl} et s_β de :

$$S_\beta = 2\pi s_\beta u_o \chi \sin 2\pi (\nu t - \vec{\chi} \cdot \vec{r} + \zeta), \text{ d'où :}$$

$$\begin{cases} s_1 = u_1^o q_1 & s_2 = u_2^o q_2 & s_3 = u_3^o q_3 \\ s_4 = u_2^o q_3 + u_3^o q_2 & s_5 = u_3^o q_1 + u_1^o q_3 & s_6 = u_1^o q_2 + u_2^o q_1 \end{cases}$$

Constante d'élasticité pratique : $[C_\alpha^\beta]$

$$C_\alpha^\beta = \Lambda_{ij}^{kl} - (i,j) \leftrightarrow \alpha ; (k,l) \leftrightarrow \beta - C_\alpha^\beta = C_\beta^\alpha$$

Matrice $[n]$: à partir du tableau ci-après (I.23) (P.22).

Propriétés diélectriques :

$$\Delta b_\alpha = \Delta b_{ij} = p_\alpha^\beta S_\beta \text{ avec } p_\alpha^\beta = p_{ij}^{kl} ; p_\alpha^\beta \neq p_\beta^\alpha \text{ en général}$$

$$(I.24) \quad \delta K_{\alpha} = \delta K_{ij} = - \frac{u_o \chi}{2} (n_i^2 n_j^2) p_{\alpha}^{\beta} s_{\beta} = \frac{u_o \chi}{2} (n_i^2 n_j^2) B_{\alpha}$$

avec :

$$B_{\alpha} = B_{ij} = p_{\alpha}^{\beta} s_{\beta} \quad B'_{\alpha} = (n_i^2 n_j^2) B_{\alpha}$$

TABLEAU (I.23)

	$(q_1)^2$	$(q_2)^2$	$(q_3)^2$	$q_2 q_3$	$q_3 q_1$	$q_1 q_2$
n_{11}	C_{11}	C_{66}	C_{55}	$2C_{56}$	$2C_{15}$	$2C_{16}$
n_{22}	C_{66}	C_{22}	C_{44}	$2C_{24}$	$2C_{46}$	$2C_{26}$
n_{33}	C_{55}	C_{44}	C_{33}	$2C_{34}$	$2C_{35}$	$2C_{45}$
n_{23}	C_{56}	C_{24}	C_{34}	$C_{23} + C_{44}$	$C_{36} + C_{45}$	$C_{25} + C_{46}$
n_{31}	C_{15}	C_{46}	C_{35}	$C_{36} + C_{45}$	$C_{13} + C_{55}$	$C_{14} + C_{56}$
n_{12}	C_{16}	C_{26}	C_{45}	$C_{25} + C_{46}$	$C_{14} + C_{56}$	$C_{12} + C_{66}$

avec, par exemple :

$$n_{11} = C_{11}(q_1)^2 + C_{66}(q_2)^2 + C_{55}(q_3)^2 + 2C_{56} q_2 q_3 + 2C_{15} q_3 q_1 + 2C_{16} q_1 q_2$$

Les quantités introduites se prêtent mieux aux calculs numériques. Elles n'ont généralement pas de caractère tensoriel. Nous avons programmé sur I.B.M.1620 le calcul des vitesses et des fréquences, ainsi que celui des B_{ij} pour une direction de propagation et un cristal quelconque.

I-2 - DIFFUSION PAR LE MILIEU PERTURBE -

Notations.

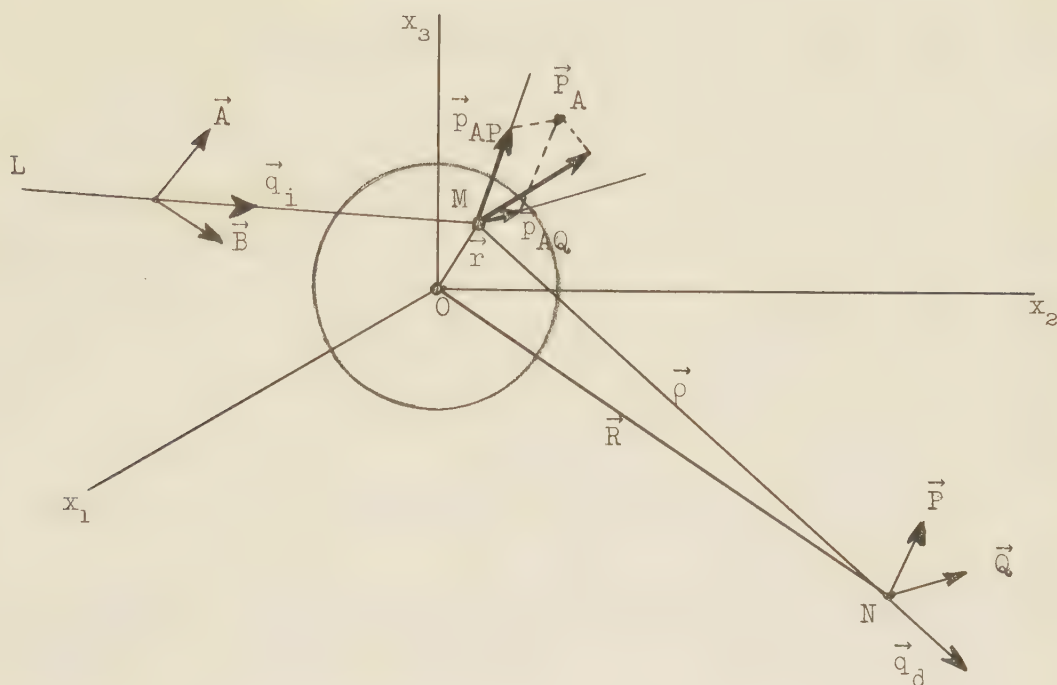


Fig. I.2

Le volume diffusant est un cube de côté a , de volume τ , centré sur l'origine (représenté par un cercle sur la fig. I.2). Les axes $Ox_1 \ x_2 \ x_3$ sont ceux de l'ellipsoïde des indices dans le milieu non perturbé.

$\vec{A}$ et $\vec{B}$ représentent les vecteurs unitaires des deux vibrations qui se propagent sans se déformer dans la direction $\vec{q}_i$ du rayon incident LM.

$$\vec{\chi}_A = \frac{\vec{q}_i}{\lambda_A} = \frac{n_A \vec{q}_i}{\lambda_0} \quad \text{et} \quad \vec{\chi}_B = \frac{n_B \vec{q}_i}{\lambda_0}$$

sont les vecteurs d'onde correspondants (λ_0 : longueur d'onde incidente dans le vide, n_A, n_B : indices de propagation).

$\vec{P}$ et $\vec{Q}$, n_P et n_Q sont des quantités équivalentes définies pour la direction de diffusion $\vec{q}_d$. Nous ne pouvons pas préciser $\vec{\chi}_P$ et $\vec{\chi}_Q$ puisque la nature de la vibration diffusée n'est pas encore connue ; nous cherchons justement quelle est la solution des équations de Maxwell en N, loin du volume diffusant.

I-2.1. Cas d'un milieu isotrope - Généralisation.

Nous voulons montrer les difficultés que soulève la transposition des raisonnements de L. Brillouin.

Supposons le milieu non perturbé isotrope ; sa permittivité ϵ_0 est un scalaire et L. Brillouin suppose implicitement qu'elle reste un scalaire dans la déformation en écrivant :

$$(I.25) \quad \epsilon = \epsilon_0 + \Delta\epsilon = \epsilon_0 + \eta \quad (\text{avec } \eta \ll \epsilon_0)$$

ce qui revient à négliger l'anisotropie de déformation.

Les équations de Maxwell du champ électromagnétique ($\vec{E}$, $\vec{H}$) dans le milieu soumis à l'agitation thermique s'écrivent :

$$(I.27) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial(\epsilon\vec{E})}{\partial t} = \vec{r} \otimes \vec{H} ; \operatorname{div}(\epsilon\vec{E}) = 0 \\ \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial\vec{H}}{\partial t} = -\vec{r} \otimes \vec{E} ; \operatorname{div}\vec{H} = 0 \end{array} \right.$$

ou :

$$(I.27') \quad \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2(\epsilon\vec{E})}{\partial t^2} - \nabla^2 \vec{E} = \vec{\operatorname{grad}}(\operatorname{div}\vec{E})$$

$$\operatorname{div}(\epsilon\vec{E}) = 0$$

L'idée fondamentale est de considérer le champ ($\vec{E}$, $\vec{H}$) comme la somme du champ imposé ($\vec{E}_0$, $\vec{H}_0$) qui doit vérifier les équations (27) ou (27') dans le milieu non perturbé ($\epsilon = \epsilon_0$), et d'un champ ($\vec{e}$, $\vec{h}$), avec $e \ll E_0$, $h \ll H_0$ représentant la diffusion.

On doit avoir :

$$(I.28) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\epsilon_0 \vec{e})}{\partial t^2} - \nabla^2 \vec{e} = - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\eta \vec{E}_0)}{\partial t^2} - \text{grad div } \vec{e} \\ \text{avec :} \quad \text{div } (\epsilon_0 \vec{e}) = - \text{div } (\eta \vec{E}_0) = - g \text{ (connu)} \end{array} \right.$$

On peut tirer $\text{div.} \vec{e}$ de la dernière de ces équations et mettre l'équation du champ sous la forme :

(I.29)

$$\frac{\epsilon_0}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{e}}{\partial t^2} - \nabla^2 \vec{e} = - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\eta \vec{E}_0)}{\partial t^2} + \frac{1}{\epsilon_0} \text{grad}(\vec{E}_0 \cdot \text{grad } \eta) = \vec{a} + \frac{1}{\epsilon_0} \text{grad } g = \vec{b}(t)$$

en posant :

$$\vec{a}(t) = - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\eta \vec{E}_0)}{\partial t^2}$$

Le vecteur $\vec{b}(t)$ est connu et (29) admet une solution par potentiel retardé sous la forme :

$$(I.30) \quad \vec{e} = \frac{1}{4\pi} \int_{\tau} \vec{b}^* \left(t - \frac{\rho}{v} \right) \frac{d\tau}{\rho}$$

(l'astérisque indique un temps retardé, $v = \frac{c}{n}$).

On montre alors que l'intégrale du terme $\frac{1}{\epsilon_0} \text{grad } g$ est nécessairement nulle et il vient, en tenant compte de $\rho \notin R$:

$$(I.31) \quad \vec{e} \simeq \frac{1}{4\pi R} \int_{\tau} \vec{a}^* d\tau = - \frac{1}{4\pi c^2 R} \int_{\tau} \frac{\partial^2 (\eta \vec{E}_0)^*}{\partial t^2} d\tau$$

Il reste à évaluer les intégrales.

Supposons maintenant le milieu anisotrope.

Il est facile de mettre les équations du champ de diffusion sous la forme :

$$(I.28') \quad \begin{cases} \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 ([\epsilon_0] \vec{e})}{\partial t^2} - \nabla^2 \vec{e} = - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 ([\eta] \vec{E}_0)}{\partial t^2} - \vec{\text{grad}} (\text{div} \vec{e}) \\ \text{div} ([\epsilon_0] \vec{e}) = - \text{div} ([\eta] \vec{E}_0) = - g \quad (g \text{ connu}) \end{cases}$$

où $[\eta]$ est le tenseur $[\Delta\epsilon] = 4\pi [\Delta K]$.

[Les mêmes lettres désignent des quantités équivalentes dans les équations (28) et (28')].

Mais on ne peut plus tirer $\text{div} \vec{e}$ de $\text{div} ([\epsilon_0] \vec{e}) = - g$ et mettre (28') sous une forme analogue à (29).

Comme $[\epsilon_0]$ n'est pas très différent d'un scalaire ($\epsilon_x^0 \neq \epsilon_y^0 \neq \epsilon_z^0$)^(*) on peut prendre un cas simple pour juger de l'approximation faite en transposant directement les résultats obtenus pour un milieu isotrope.

Nous supposerons les rayons incident et diffusé suivant Ox et Oy respectivement ; $\vec{E}_0$ sera polarisé suivant Oz et noté $\vec{E}_z$. On peut mettre les équations à intégrer sous la forme :

$$(I.32) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\epsilon_x^0}{c^2} \frac{\partial^2 e_x}{\partial t^2} - \nabla^2 e_x = a_x + \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial g}{\partial x} \\ 0 = a_y + \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial g}{\partial y} \\ \frac{\epsilon_z^0}{c^2} \frac{\partial^2 e_z}{\partial t^2} - \nabla^2 e_z = a_z + \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial g}{\partial z} \end{array} \right.$$

(*) - Les axes 1, 2, 3 sont notés x, y, z dans ce paragraphe.

pour le milieu isotrope et :

$$(I.32') \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\epsilon_x^0}{c^2} \frac{\partial^2 e_x}{\partial t^2} - \nabla^2 e_x + \alpha \frac{\partial^2 e_x}{\partial x^2} = a_x + \frac{1}{\epsilon_z^0} \frac{\partial g}{\partial x} \\ \alpha \frac{\partial^2 e_x}{\partial x \partial y} = a_y + \frac{1}{\epsilon_z^0} \frac{\partial g}{\partial y} \\ \frac{\epsilon_z^0}{c^2} \frac{\partial^2 e_z}{\partial t^2} - \nabla^2 e_z + \alpha \frac{\partial^2 e_z}{\partial z^2} = a_z + \frac{1}{\epsilon_x^0} \frac{\partial g}{\partial z} \end{array} \right.$$

$$\text{avec :} \quad a = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 ([\eta] \vec{E}_0)}{\partial t^2} \quad \text{et} \quad \alpha = 1 - \frac{\epsilon_z^0}{\epsilon_x^0}$$

pour le milieu anisotrope.

Les équations (32) s'intègrent par potentiels retardés et donnent :

$$(I.33) \quad \left\{ \begin{array}{l} e_x = 0 \\ e_y = 0 \\ e_z = -\frac{1}{4\pi R c^2} \int_{\tau} \left[\frac{\partial^2 (\eta E_z)}{\partial t^2} \right]^*_{(t - \frac{\rho}{v})} \cdot d\tau \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{array} \quad \begin{array}{l} (\text{intégrale des termes } \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial g}{\partial x} \text{ et } \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial g}{\partial y} = 0 ; \\ a_x = a_y = 0) \end{array}$$

La forme des équations (32') pourrait être modifiée par changement de variable pour faire disparaître les termes en α , mais cette quantité est petite, de l'ordre de 0,01 (sauf dans le cas du spath) :

Nous pouvons penser qu'en négligeant les termes en α , ($\alpha \frac{\partial^2 e_x}{\partial x^2}$, par exemple, devant $\frac{\partial^2 e_x}{\partial x^2}$ provenant de $\nabla^2 e_x$) nous ne ferons pas une erreur importante sur le résultat de l'intégration.

Cette hypothèse est plausible, en particulier parce que le champ diffusé ne doit pas présenter de singularités notables ; nous l'admettons, provisoirement sans démonstration.

On peut alors utiliser une solution par potentiel retardé (avec, des temps retardés différents pour e_x et e_z) et on est assuré de la nullité des intégrales portant sur les termes en g par les raisonnements même de Brillouin. On arrive à :

$$(I.33') \quad \left\{ \begin{array}{l} e_x \simeq \frac{-1}{4\pi R c^2} \int_{\tau} \left[\frac{\partial^2 ([\eta] \vec{E}_z)_x}{\partial t^2} \right]_{t - \frac{\rho}{v_x}}^* d\tau \\ e_y \simeq 0 \\ e_z \simeq \frac{-1}{4\pi R c^2} \int_{\tau} \left[\frac{\partial^2 ([\eta] \vec{E}_z)_z}{\partial t^2} \right]_{t - \frac{\rho}{v_z}}^* d\tau \end{array} \right.$$

Il apparaît une différence supplémentaire avec les résultats I.33 le terme e_x n'est pas nul ; il n'est même pas nécessairement petit devant e_z .

— Cas Général.

Nous pouvons généraliser l'équation (I.31) en remplaçant le scalaire $\eta = 4\pi\Delta K$ par un tenseur, bien que les raisonnements ci-dessus n'autorisent pas cette transposition en toute rigueur.

Il faut décomposer le champ incident $\vec{E}_0(t)$ en $\vec{E}_A(t) + \vec{E}_B(t)$ avec :

$$\begin{aligned} \vec{E}_A(t) &= \vec{A} E_A \sin 2\pi (vt - \vec{\chi}_A \cdot \vec{r}) \\ \vec{E}_B(t) &= \vec{B} E_B \sin 2\pi (vt - \vec{\chi}_B \cdot \vec{r}) \end{aligned}$$

pour qu'il y ait propagation sans déformation et le champ diffusé $\vec{e}$ en $\vec{e}_p + \vec{e}_q$ pour que la notion de temps retardé garde un sens.

On obtient :

$$(I.34) \quad \left\{ \begin{array}{l} e_A^P = -\frac{i}{c^2} \int_{\tau} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \vec{P} \cdot [\Delta K] \vec{E}_A(t) \right\}^* \frac{d\tau}{\left(t - \frac{\rho}{v_P}\right)} \\ \text{avec :} \quad v_P = \frac{c}{n_P} \end{array} \right.$$

et trois expressions analogues pour e_A^Q , e_B^P , e_B^Q .

— Remarques.

1) Les résultats (I.31) peuvent être exprimés sous la forme suivante :

"le champ en N, très éloigné du volume diffusant τ , est précisément celui qui créerait en ce point le volume τ considéré comme une assemblée de dipôles de moment élémentaire $d\vec{m} = \Delta K \vec{E}_0 d\tau = \vec{p} d\tau$ ".

La polarisation totale en M est, par unité de volume :

$\vec{p}_t = (K_0 + \Delta K) (\vec{E}_0 + \vec{e}_M^0)$ où $\vec{e}_M^0$ est le champ créé en M par le reste du volume diffusant.

- . Le rayonnement de $\Delta K_0 \vec{e}_M^0$ est certainement négligeable ;
- . Le rayonnement de $K_0 \vec{E}_0$ est nul (parce que $\vec{E}_0$ vérifie les équations du champ dans le milieu non perturbé ; la démonstration directe est d'ailleurs facile, même dans un milieu anisotrope) ;
- . Prouver que le champ en N est du à $\Delta K \vec{E}_0$ seulement revient à prouver que le rayonnement de $K_0 \vec{e}_M^0$ est nul. On pourrait essayer de généraliser pour les milieux anisotropes.

2) D'autre part (I.34) (admis) peut être interprété ainsi :

$\vec{E}_A$ crée en M la "polarisation efficace" par unité de volume.

$\vec{p}_A = [\Delta K] \vec{E}_A$, qui se décompose en $\vec{p}_A^P$ et $\vec{p}_A^Q$; le champ $\vec{e}_A^P$ est du au rayonnement des dipôles $\vec{p}_A^P d\tau$ (fig.I.1 - on est ramené à un problème connu : Cf. p.ex. [19] p.498 sq).

I-2.2. Calcul de l'intensité diffusée (*).

a) Action d'une onde acoustique unique.

Nous ferons le calcul pour la seule composante e_{AP} .

En désignant par une astérisque le temps retardé :

$$t^* = t - \frac{\rho}{v_P} = t - \frac{R}{v_P} + \vec{r} \cdot \frac{\vec{\rho}^0}{v_P} = t' + \vec{r} \cdot \frac{\vec{\rho}^0}{v_P}$$

(d'après $\rho \simeq R$; $\vec{\rho}^0 \cdot \vec{r} \simeq R \gg r$; $\vec{\rho}^0$ vecteur unitaire de $\vec{\rho}$).

L'expression (I.34) devient :

$$(I.35) \quad e_{AP} = - \frac{1}{Rc^2} \int_{\tau} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ (\vec{P} \cdot [\Delta K] \vec{A}) E_A \sin 2\pi (\nu t - \vec{\chi}_A \cdot \vec{r}) \right\}^* d\tau$$

D'après (I.21) : $[\Delta K] = [\delta K] \sin 2\pi (\nu_e t - \vec{\chi}_e \cdot \vec{r} + \zeta)$

On pose :

$$(I.36) \quad \hat{K}_{AP} = \vec{P} \cdot [\delta K] \vec{A}$$

quantité indépendante du temps et calculable pour toute onde élastique spécifiée par son vecteur $\vec{\chi}_e$, (arbitraire pour l'instant).

Il vient :

$$(I.37) \quad e_{AP} = - \frac{\hat{K}_{AP} E_A}{Rc^2} \int_{\tau} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \sin 2\pi (\nu t - \vec{\chi}_A \cdot \vec{r}) \sin 2\pi (\nu_e t - \vec{\chi}_e \cdot \vec{r} + \zeta) \right\}^* d\tau$$

(*) - La technique employée est une généralisation de celle de Barriol-Chappelle-Taurel [130]. Le calcul pourrait être abrégé par la remarque 2 de la page 29.

Le produit de sinus s'écrit

$$\frac{1}{2} \left\{ \cos 2\pi[(\nu - \nu_e)t - (\vec{\chi}_A - \vec{\chi}_e) \cdot \vec{r} - \zeta] - \cos 2\pi[(\nu + \nu_e)t - (\vec{\chi}_A + \vec{\chi}_e) \cdot \vec{r} + \zeta] \right\}$$

ce qui fait apparaître les deux fréquences :

$$\nu^+ = \nu + \nu_e \neq \nu \quad \text{et} \quad \nu^- = \nu - \nu_e \neq \nu$$

Cette décomposition a un sens physique : le calcul ultérieur de la valeur moyenne dans le temps des vecteurs de Poynting donnera un résultat nul pour les termes tels que : $e^+ h^-$ (e^+ : champ électrique, fréquence ν^+ , h^- : champ magnétique, fréquence ν^-).

Nous poursuivons le calcul pour e_{AP}^+ seulement :

$$\begin{aligned} e_{AP}^+ &= + \frac{\hat{K}_{AP} E_A}{2Rc^2} \int_{\tau} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \cos 2\pi [\nu t - (\vec{\chi}_A + \vec{\chi}_e) \cdot \vec{r} + \zeta] \right\} d\tau \\ &= - \frac{2\pi^2 \hat{K}_{AP} (\nu^+)^2 E_A}{Rc^2} \int_{\tau} \cos 2\pi \left[\nu^+ (t' + \vec{r} \cdot \frac{\vec{\rho}_0}{v_P}) - (\vec{\chi}_A + \vec{\chi}_e) \cdot \vec{r} + \zeta \right] d\tau \end{aligned} \quad (I.38)$$

Soit, d'après : $\nu^+ \neq \nu \quad \text{et} \quad \nu^+ \frac{\vec{\rho}_0}{v_P} = \vec{\chi}_P^+$

$$(I.39) \quad e_{AP}^+ \simeq - \frac{2\pi^2 \hat{K}_{AP} \nu^2 E_A}{Rc^2} \int_{\tau} \cos 2\pi [\nu t' - (\vec{\chi}_A + \vec{\chi}_e - \vec{\chi}_P^+) \cdot \vec{r} + \zeta] d\tau$$

Nous avons le droit de négliger la faible incidence de la position de M dans le volume diffusant sur n_P et $\vec{\rho}_0$, donc de considérer $\vec{\chi}_P$ comme une constante ; cette hypothèse a déjà été faite implicitement en admettant que la direction de $\vec{P}$ était indépendante de M.

On pose alors :

$$(I.40) \quad \vec{\mu} = \vec{\chi}_A + \vec{\chi}_e - \vec{\chi}_P^+$$

et il vient, en intégrant :

$$(I.41) \quad e_{AP}^+ = - \frac{2\pi^2 \hat{K}_{AP} v^2 E_A}{R c^2} J \cos 2\pi (vt' + \zeta)$$

avec :

$$(I.42) \quad J = a^3 \frac{\sin \mu_1 a}{\mu_1 a} \cdot \frac{\sin \mu_2 a}{\mu_2 a} \cdot \frac{\sin \mu_3 a}{\mu_3 a}$$

— L'onde diffusée est plane, si l'on est assez loin du volume diffusant ; son vecteur champ magnétique a pour module :

$h_{AP}^+ = n_P e_{AP}^+$, le vecteur de Poynting correspondant est donc :

$$(I.43) \quad s_{AP}^+ = \frac{c}{4\pi} e_{AP}^+ h_{AP}^+ = \frac{\pi^3 c n_P}{R^2 c^4} \hat{K}_{AP}^2 E_A^2 v^4 J^2 \cos^2 2\pi (vt' + \zeta)$$

dont la valeur moyenne $\langle s_{AP}^+ \rangle$ est obtenue en prenant la moyenne dans le temps de $\cos^2 2\pi (vt' + \zeta)$ soit 1/2.

Le vecteur de Poynting de l'onde incidente est d'autre part :

$$S_A = \frac{c n_A}{4\pi} E_A^2 \cos^2 2\pi (vt - \vec{\chi}_A \cdot \vec{r})$$

de valeur moyenne :

$$\langle S_A \rangle = \frac{c n_A}{8\pi} E_A^2$$

Il en résulte :

$$(I.44) \quad \langle s_{AP}^+ \rangle = \frac{8\pi^4 v^4}{R^2 c^4} \cdot \frac{n_P}{n_A} \hat{K}_{AP}^2 J^2 \langle S_A \rangle$$

$\langle s_{AP}^+ \rangle$ est le flux de puissance qui traverse l'unité de surface normale au faisceau à la distance R du volume diffusant ; $R^2 \langle s_{AP}^+ \rangle$ est donc l'intensité (photométrique) i_{AP}^+ diffusée dans la direction considérée, évaluée dans le cristal.

Il vient : (*)

$$i_{AP}^+ = \frac{8\pi^4 v^4}{R^2 c^4} \frac{n_P}{n_A} \hat{K}_{AP}^2 J^2 \in_A$$

D'après : (I.22) $[\delta K] = - \frac{u_o \chi_e}{2} [B']$

$$\hat{K}_{AP} = - \frac{u_o \chi_e}{2} (\vec{P} \cdot [B'] \vec{A}) = \frac{u_o \chi_e}{2} \hat{B}'_{AP}$$

en posant : (I.45) $\hat{B}'_{AP} = \vec{P} \cdot [B'] \vec{A}$

En remplaçant $u_o \chi_e$ par sa valeur tirée de (I.11) et v par $\frac{c}{\lambda_o}$, on obtient, pour l'intensité diffusée par une onde élastique quelconque :

(I.46)
$$i_{AP}^+ = \frac{\pi^2 K T}{2 \lambda_o^4} \cdot \frac{n_P}{n_A} \cdot \frac{1}{\tau_o} \frac{\hat{B}'_{AP}^2}{c V_e^2} J^2 \in_A$$

b) Action de toutes les ondes élastiques.

La quantité J dépend de $\vec{\mu} = \vec{\chi}_A + \vec{\chi}_e - \vec{\chi}_P^+$ (form. I.44) $\vec{\chi}_A$ est une donnée du problème, $\vec{\chi}_P^+$ est spécifié en direction par les conditions de la mesure et pratiquement en module puisque les fréquences élastiques qui nous intéressent sont petites ($\chi_P \neq \chi_A$).

Il faut donc faire la somme de quantités telles que (I.46) pour tous les $\vec{\chi}_e$ possibles d'une branche (les autres branches donneront

(*)- $\langle S_A \rangle =$ Eclairement $\in_A$ de la face d'entrée mesuré dans le cristal.
 $i_{AP}^+, \in_A$ sont définis en lumière polarisée.

une raie de fréquence différente ; $\langle s \rangle = 0$ pour les termes "croisés"). Cette somme peut être remplacée par une intégrale (Cf.I-1.2).

$$(I.47) \quad I_{AP}^+ = \frac{\pi^2 K T}{2 \lambda_0^4} \frac{n_P}{n_A} \cdot \epsilon_A \iiint_{-\infty}^{+\infty} \frac{\hat{B}_{AP}^2}{\rho V_e^2} \cdot J^2 \cdot d^3 \chi_e$$

Il apparaît que la raie de diffusion a une certaine largeur en fréquence : aux $\vec{\chi}$ d'une branche correspondent des fréquences élastiques différentes, donc des écarts en fréquence de la raie Brillouin différents d'après $\nu^+ = \nu + \nu_e$.

En fait, J décroît extrêmement vite dès que $\vec{\mu}$ est différent de zéro, donc, dès que l'onde élastique considérée s'écarte de "l'onde active" déterminée par $\vec{\chi}_A + \vec{\chi}_e - \vec{\chi}_P^+ = 0$.

Au voisinage de son maximum principal, J s'annule pour des variations de χ_e de l'ordre de $\frac{1}{a} \sim \chi_e / 40.000$ puisque χ_e a même ordre de grandeur que χ_A ou χ_P ($\chi_e = 1/\lambda_e \sim 1/\lambda_{opt}$).

D'après $\nu_e = V_e \chi_e$, les variations correspondantes de la fréquence élastique sont aussi de l'ordre de 10^{-5} en valeur relative, si on néglige en première approximation la variation de V_e avec la direction du vecteur d'onde élastique.

Il s'en suit que les variations relatives de l'écart en fréquence $\delta \nu = \nu_e$ du phénomène optique seront du même ordre de grandeur, et que la raie de diffusion peut être considérée comme monochromatique à une excellente approximation.

Il en résulte également qu'il sera légitime, dans le calcul de l'intégrale, de sortir du signe somme la quantité $B^2 / \rho V_e^2$ parce qu'elle variera très peu dans le domaine où J^2 a des valeurs non négligeables.

Remarques. Nous avons négligé les maxima secondaires de J : les maxima de $\sin \pi \mu_1 a / \pi \mu_1 a$ par exemple ne peuvent avoir quelque importance

que si, simultanément : $\mu_2 = \mu_3 = 0$; de toute façon, leurs valeurs sont petites.

J joue sensiblement le rôle de la distribution δ que l'on rencontre dans le raisonnement quantique correspondant [Cf.II-2, form.II.52].

— Nous pouvons achever le calcul de l'intensité :

$$(I.47) \rightarrow (I.47') \quad I_{AP}^+ = \frac{\pi^2 K T}{2 \lambda_o^4} \frac{n_P}{n_A} \cdot \left(\frac{\hat{B}_{AP}^{'2}}{\rho V_e^2} \right)_{\mu=0} \epsilon_A \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} J^2 d^3 \chi_e$$

Le calcul de l'intégrale triple est classique et donne a^3 comme résultat. Il vient donc :

$$(I.48) \quad I_{AP}^+ = \frac{\pi^2 K T}{2 \lambda_o^4} \cdot \frac{n_P}{n_A} \left(\frac{\hat{B}_{AP}^{'2}}{\rho V_e^2} \right)_{\mu=0} a^3 \epsilon_A$$

qui est la valeur cherchée, pour une seule composante Brillouin, de polarisation donnée, excitée par un faisceau de polarisation également déterminé, en mesurant I_{AP}^+ et ϵ_A dans le cristal.

On obtiendrait la même valeur de l'intensité pour I_{AP}^- (parce que nous avons supposé l'équipartition de l'énergie).

— Les relations :

$$(I.49) \quad \left\{ \begin{array}{l} v^+ = v + v_e \\ \vec{\chi}_P^+ = \vec{\chi}_A + \vec{\chi}_e \end{array} \right. \quad \text{et} \quad (I.49') \quad \left\{ \begin{array}{l} v^- = v - v_e \\ \vec{\chi}_P^- = \vec{\chi}_A - \vec{\chi}_e \end{array} \right.$$

sont analogues à celles qui ont été étudiées dans l'introduction.

Elles déterminent la direction de l'onde "active" par :

$$\pm \vec{x}_e = \vec{x}_P - \vec{x}_A = \frac{v^+ n_P}{c} \vec{q}_d - \frac{v n_A}{c} \vec{q}_i \simeq \frac{v}{c} (n_P \vec{q}_d - n_A \vec{q}_i)$$

d'où :

$$(I.50) \quad \vec{q}_e = \pm \frac{v}{v_e} \cdot \frac{v_e}{c} (n_P \vec{q}_d - n_A \vec{q}_i)$$

$\vec{q}_e$ est dirigée suivant $\vec{q}_{AP} = n_P \vec{q}_d - n_A \vec{q}_i$, c'est-à-dire, sensiblement, suivant la bissectrice extérieure de $(\vec{q}_i, \vec{q}_d)$. (à 1° près pour $n' - n \simeq 0,05$).

A cette direction sont associées trois fréquences et trois vitesses par les calculs du Parg.I-1, donc trois fréquences Brillouin. Partant de (49) ou (49'), on met facilement les résultats sous la forme :

$$(I.51) \quad \lambda_o = \lambda_e \sqrt{n_A^2 + n_P^2 - 2n_A n_P \cos \theta} \quad (\lambda_e : \text{longueur d'onde "active"}).$$

$$(I.52) \quad = \frac{v}{c} \sqrt{n_A^2 + n_P^2 - 2n_A n_P \cos \theta} \quad (\delta v : v^+ - v = v - v^- \\ (\theta : \text{angle de diffusion}).$$

On peut calculer les déformations e_{kl} ou s_β dues à l'onde active puis les B_{ij} et les B'_{ij} , enfin les douze quantités :

$$(I.53) \quad \beta'_{AP} = \left(\frac{\hat{B}'_{AP}}{\rho v_e^2} \right)_{\vec{\mu}=0}$$

Les vérifications de la théorie consisteront à comparer ces valeurs à celles que l'on peut déduire des enregistrements (Ch.V).

Remarques. Les $\vec{\chi}_e$ sont légèrement différents en direction et en module pour les quatre combinaisons AP, AQ, BP, BQ ; on les repèrera par la notation : $\vec{\chi}^m$.

Les petites différences de direction des $\vec{\chi}^m$ ont peu d'influence sur la valeur des vitesses associées v_s^m (s précise la branche) comme on peut le voir en effectuant les calculs (quelques 10^{-4} en valeur relative pour les ordres de grandeur usuels des n_A, n_P).

Les différences de module représentées par (I.51) entraînent des variations de fréquence, d'après $v_s^m = V_s^m / \lambda^m$, que l'on retrouve précisément dans (I.53). Ces écarts sont d'une dizaine de mK environ (5.10^{-3} en valeur relative) et les raies correspondantes sont difficiles à séparer spectroscopiquement puisque la largeur de la raie excitatrice est de l'ordre de 100 mK, celle des "fonctions appareils" (Cf.III-2) de l'ordre de 500 mK. On pourrait les mettre en évidence en polarisant les faisceaux incident et diffusé (les vibrations correspondantes sont évidemment incohérentes entre elles).

Pour la généralité, nous spécifierons une raie Brillouin par son écart en fréquence $v_s^{\pm m}$ ou $v_{\pm 1}$, en symbolisant par l le vecteur $\vec{\chi}^m$ "actif" et la branche concernée s, donc, implicitement, l'état de polarisation des faisceaux.

On peut enfin remarquer que les β'_{AP} dépendent de m d'après la définition de $B'_{AP} = \vec{P} \cdot [B'] \vec{A}$ [I.45], de s et encore de m, mais de façon négligeable par l'intermédiaire des B' et des V_e^2 .

CHAPITRE II - THEORIE QUANTIQUE

Le problème est de réaliser un couplage entre phonons et photons dans le cristal. Nous rappellerons d'abord des résultats classiques sur ces quasi-particules afin de préciser les hypothèses et les notations.

II-1 - QUANTIFICATION DE L'AGITATION THERMIQUE ET DU CHAMP ELECTRO-MAGNETIQUE (*)

II-1-1. Phonons.

Soit un cristal contenant N mailles et g ions par maille, $\vec{n}$ et $\vec{j}$ les vecteurs repérants les maille et les ions dans les mailles, M_j est la masse d'un ion, $u_{\vec{n}, \alpha}$ la composante α de son déplacement par rapport à la position d'équilibre, $p_{\vec{n}, \alpha}$ la composante α de son impulsion.

Supposons, pour simplifier, le cristal assez grand pour que l'on puisse négliger les effets de surface. On peut alors imposer des conditions aux limites périodiques aux déplacements.

Développons l'énergie potentielle V d'interaction des ions suivant les puissances des composantes des déplacements. En nous bornant aux termes du deuxième ordre, nous obtenons l'Hamiltonien :

$$(II.1) \quad \mathcal{H} = \sum_{\vec{n}, \vec{j}} \frac{(\vec{p}_{\vec{n}, \vec{j}})^2}{2M_j} + \frac{1}{2} \sum_{\substack{\vec{n}, \vec{n}' \\ \vec{j}, \vec{j}' \\ \alpha, \alpha'}} U_{\vec{n}, \vec{n}'; \vec{j}, \vec{j}'; \alpha, \alpha'} u_{\vec{n}, \alpha} u_{\vec{n}', \alpha'}$$

(*) - Notations - $\vec{k} = 2\pi\vec{\chi}_e$ $\vec{\kappa} = 2\pi\vec{\chi}$ $\omega = 2\pi\nu$ $\hbar = \frac{h}{2\pi}$

* : complexe conjugué † : opérateur adjoint

avec :

$$(II.2) \quad U_{\substack{\vec{n}, \vec{n}' \\ \vec{j}, \vec{j}' \\ \alpha, \alpha'}} = \left(\frac{\partial^2 V}{\partial u_{\vec{n}, \vec{j}} \partial u_{\vec{n}', \vec{j}'}} \right) u_{\vec{n}, \vec{j}} = u_{\vec{n}', \vec{j}'} = 0 \quad \text{et} \quad \vec{n}' \neq \vec{n}$$

(Les ions vibrent sans se déformer ; approximation de Placzek).

Puisque nous avons imposé des conditions aux limites périodiques, nous pouvons développer $\vec{u}$ et $\vec{p}$ en série de Fourier :

$$(II.3) \quad \vec{u}_{\vec{n}, \vec{j}} = \frac{1}{\sqrt{Ng}} \sum_{\vec{k}, s} \frac{1}{\sqrt{M_j}} q(\vec{k}, s) e^{i\vec{k} \cdot \vec{n}} \vec{v}_{\vec{j}}(\vec{k}, s)$$

$$(II.4) \quad \vec{p}_{\vec{n}, \vec{j}} = \frac{1}{\sqrt{Ng}} \sum_{\vec{k}, s} \sqrt{M_j} p(\vec{k}, s) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{n}} \vec{v}_{\vec{j}}(\vec{k}, s)$$

Les ondes correspondantes sont polarisées suivant les directions $\vec{v}_{\vec{j}}$ et se propagent suivant les directions $\vec{k}$, s repère la branche. Le nombre de vecteurs $\vec{k}$ possible est égal à N, le nombre de branches à 3g.

— Un choix convenable du système complet choisi pour les développements permet de séparer les modes.

Il faut, pour cela, prendre pour vecteurs $\vec{v}$ les vecteurs propres de la matrice dynamique de Fourier :

$$(II.5) \quad F_{\substack{\vec{j}, \vec{j}' \\ \alpha, \alpha'}} = U_{\substack{\vec{m} \\ \vec{j}, \vec{j}' \\ \alpha, \alpha'}} \frac{e^{i\vec{k} \cdot \vec{m}}}{\sqrt{M_j M_{j'}}} \quad \text{avec} \quad \vec{m} = \vec{n}' - \vec{n}$$

On peut montrer que cette matrice est hermitique ; ses vecteurs propres sont donc orthogonaux entre eux, nous les supposerons normés ; ses valeurs propres sont réelles et positives puisque le cristal est stable ; nous les noterons $\omega^2(\vec{k}, s)$.

Ces quantités vérifient l'équation aux fréquences :

$$(II.6) \quad \sum_{\vec{m}, \vec{j}', \alpha'} U_{\vec{j} \vec{j}'}^{\vec{m}} \frac{e^{i\vec{k} \cdot \vec{m}}}{\sqrt{M_{\vec{j}} M_{\vec{j}'}}} v_{\vec{j}'}^{\alpha'}(\vec{k}, s) = \omega^2(\vec{k}, s) v_{\vec{j}}^{\alpha}(\vec{k}, s)$$

L'hermiticité de F permet de prendre pour $\vec{v}$ des solutions vérifiant $\vec{v}_{\vec{j}}(-\vec{k}, s) = \vec{v}_{\vec{j}}^*(\vec{k}, s)$. On doit donc avoir :

$$(II.7) \quad \begin{cases} q(-\vec{k}, s) = q^*(\vec{k}, s) \\ p(-\vec{k}, s) = p^*(\vec{k}, s) \end{cases}$$

puisque les déplacements $\vec{u}$ sont réels.

En remplaçant les $\vec{u}$ et les $\vec{p}$ par leur développement dans (II.1) on obtient $\mathcal{H}$ sous forme d'une somme d'Hamiltoniens indépendants :

$$(II.8) \quad \begin{aligned} \mathcal{H} &= \frac{1}{2} \sum_{\vec{k}, s} [p^*(\vec{k}, s) p(\vec{k}, s) + \omega^2(\vec{k}, s) q^*(\vec{k}, s) q(\vec{k}, s)] \\ &= \sum_{\vec{k}, s} \mathcal{H}_{\vec{k}, s} = \sum_l \mathcal{H}_l \end{aligned}$$

où l est une notation condensée pour $\vec{k}, s$.

Cette décomposition en modes normaux est valable en mécanique quantique : chaque mode est caractérisé par un vecteur de propagation et une énergie ce qui permet de le représenter par une quasi-particule.

Les $\vec{u}$ et les $\vec{p}$ deviennent des opérateurs vérifiant les relations de commutations :

$$(II.9) \quad \begin{bmatrix} u_{\vec{n}} & u_{\vec{n}'} \\ \vec{j} & \vec{j}' \\ \alpha & \alpha' \end{bmatrix} = i\hbar \delta_{\vec{n},\vec{n}'} \delta_{\vec{j},\vec{j}'} \delta_{\alpha,\alpha'}$$

$$\begin{cases} \delta_{\vec{n},\vec{n}'} = 0 & \text{si } \vec{n} \neq \vec{n}' \\ = 1 & \text{si } \vec{n} = \vec{n}' \end{cases}$$

ce qui entraîne, pour les opérateurs $q(\vec{k},s)$ et $p(\vec{k},s)$ les relations :

$$(II.10) \quad [q(\vec{k},s) , p(\vec{k}',s')] = i\hbar \delta_{\vec{k},\vec{k}'} \delta_{s,s'}$$

D'après la forme de l'Hamiltonien (II.8), on est ramené à la théorie de l'oscillateur harmonique à une dimension ([4] p.367 Sq) : on peut construire l'espace des états dynamiques du système par produit d'espace des états de chaque Hamiltonien partiel :

$$\varepsilon = \varepsilon_1 \oplus \varepsilon_2 \oplus \dots \oplus \varepsilon_L \text{ avec } L = Ng$$

Il est intéressant d'introduire les opérateurs $a_{\vec{k},s}$ et $a_{\vec{k},s}^\dagger$

$$(II.11) \quad \begin{cases} p(\vec{k},s) = i \left(\frac{\hbar\omega(\vec{k},s)}{2} \right)^{1/2} (a_{\vec{k},s}^\dagger - a_{-\vec{k},s}) \\ q(\vec{k},s) = \left(\frac{\hbar}{2\omega(\vec{k},s)} \right)^{1/2} (a_{\vec{k},s} + a_{-\vec{k},s}^\dagger) \end{cases}$$

et vérifient par conséquent les relations de commutation :

$$(II.12) \quad \begin{cases} [a(\vec{k},s) , a(\vec{k}',s')] = [a^\dagger(\vec{k},s) , a^\dagger(\vec{k}',s')] = 0 \\ [a(\vec{k},s) , a^\dagger(\vec{k}',s')] = \delta_{\vec{k},\vec{k}'} \delta_{s,s'} \end{cases}$$

L'hamiltonien du système prend alors la forme :

$$(II.13) \quad \mathcal{H} = \sum_{\vec{k}, s} (a^\dagger(\vec{k}, s) a(\vec{k}, s) + \frac{\mathcal{T}}{2}) \hbar \omega(\vec{k}, s) = \sum_l (a_l^\dagger a_l + \frac{1}{2}) \hbar \omega_l$$

Si $|N_1\rangle$ est un vecteur propre de $\hat{N}_1 = a_1^\dagger a_1$ (et donc de $\mathcal{H}_1 = \hat{N}_1 + \frac{\mathcal{T}}{2}$) il vérifie les relations :

$$(II.14) \quad \begin{aligned} a_1^\dagger |N_1\rangle &= \sqrt{N_1 + 1} |N_1 + 1\rangle \\ a_1 |N_1\rangle &= \sqrt{N_1} |N_1 - 1\rangle \\ \mathcal{H}_1 |N_1\rangle &= (N_1 + \frac{1}{2}) |N_1\rangle \end{aligned}$$

où les valeurs propres N_1 de $\hat{N}_1$ sont constituées par la suite des entiers non négatifs ($N_1 = 0, 1, \dots, \infty$).

Les opérateurs $a_1^\dagger$ et a_1 sont des opérateurs de création et d'annihilation de quanta de type 1, ce qui donne un sens physique clair à cette deuxième quantification ([22] p.215 sq).

Les vecteurs $|N_1\rangle |N_2\rangle \dots |N_L\rangle = |N_1, N_2, \dots, N_L\rangle = |\dots, N_1 \dots\rangle$

$$(II.15) \quad (N_1 = 0 \dots \infty, N_2 = 0 \dots \infty \dots, N_L = 0 \dots \infty >$$

forment un système orthonormé complet dans ϵ ; ce sont les états propres de $\mathcal{H}$, vérifiant les relations :

$$(II.16) \quad \begin{aligned} a_1^\dagger |\dots, N_1 \dots\rangle &= \sqrt{N_1 + 1} |\dots, (N_1 + 1), \dots\rangle \\ a_1 |\dots, N_1 \dots\rangle &= \sqrt{N_1} |\dots, (N_1 - 1), \dots\rangle \\ \mathcal{H} |\dots, N_1 \dots\rangle &= \sum_l (N_l + \frac{1}{2}) \hbar \omega_l |\dots, N_1, \dots\rangle \end{aligned}$$

Les valeurs propres de l'énergie totale sont donc :

$$(II.17) \quad | \dots, N_1, \dots \rangle = \sum_1 (N_1 + \frac{1}{2}) \hbar \omega_1$$

où les N_1 ont les valeurs qui correspondent à l'état propre considéré.

Les quanta $\hbar \omega_1$ de cette énergie de vibration dans l'approximation harmonique sont appelés phonons.

L'état vibratoire du cristal est une superposition d'états propres (II.15) affectés de certains coefficients de probabilité déterminés par les conditions expérimentales.

——— En particulier, si le cristal est en équilibre thermique à la température T, son énergie moyenne est, d'après (II.17) :

$$\langle E \rangle = \sum_1 (\bar{N}_1 + \frac{1}{2}) \hbar \omega_1 = \sum_1 \langle E_1 \rangle$$

La statistique donne :

$$(II.18) \quad \bar{N}_1 = \frac{1}{\exp(\frac{\hbar \omega_1}{KT}) - 1} \quad (K : \text{Constante de Boltzmann})$$

$\bar{N}_1$ doit être interprété comme le nombre de quanta $\hbar \omega_1$ présents dans le système.

II-1.2. Photons.

——— Les équations du champ électromagnétique dans le vide sont, en unités de Gauss :

$$(II.19) \quad \begin{cases} \vec{H} = \text{Rot } \vec{A} \\ \vec{E} = -\frac{1}{c} \dot{\vec{A}} \end{cases} \quad (II.20) \quad \begin{cases} \nabla^2 \vec{A} - \frac{1}{c^2} \ddot{\vec{A}} = 0 \\ \text{div } \vec{A} = 0 \end{cases}$$

$\vec{A}$, $\vec{E}$ et $\vec{H}$ sont réels, purement transversaux.

L'énergie et l'impulsion du rayonnement sont donnés par :

$$(II.21) \quad W_0 = \frac{1}{8\pi} \int (E^2 + H^2) d^3r \quad \text{et} \quad (II.22) \quad \vec{W} = \frac{1}{4\pi c} \int (\vec{E} \times \vec{H}) d^3r$$

On met l'équation (II.20) sous la forme canonique en développant $\vec{A}$ suivant un système orthonormé complet de champ transversaux A_λ solutions propres de $-\nabla^2$ (donc largement arbitraires).

L'indice λ symbolise le jeu d'indices dont dépendent ces champs : l'un deux, au moins, doit être continu puisque le spectre de $-\nabla^2$ est continu de 0 à $+\infty$. On s'affranchit de cette difficulté en supposant que le rayonnement est enfermé dans un cube de côté L beaucoup plus grand que la longueur d'onde (que l'on fera tendre vers l'infini), et que $\vec{A}$ est périodique sur la surface, c'est-à-dire qu'il prend les mêmes valeurs sur deux faces opposées du cube. Les indices sont alors discrets.

On obtient :

$$(II.23) \quad \vec{A} = \sum_{\lambda} [q_{\lambda}(t) \vec{A}_{\lambda}(\vec{r}) + q_{\lambda}^*(t) \vec{A}_{\lambda}^*(\vec{r})]$$

$$(II.24) \quad \int \vec{A}_{\lambda}(\vec{r}) \cdot \vec{A}_{\mu}^*(\vec{r}) d^3r = 4\pi c^2 \delta_{\lambda\mu} \quad (\text{orthonormalité})$$

$$(II.24')) \quad \sum \vec{A}_{\lambda}(\vec{r}) \cdot \vec{A}_{\lambda}^*(\vec{r}') = 4\pi c^2 \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (\text{fermeture})$$

Si κ_{λ}^2 est la valeur propre associée à $\vec{A}_{\lambda}$, il en résulte, avec $\omega_{\lambda} = c\kappa_{\lambda}$:

$$(II.25) \quad \nabla^2 \vec{A}_{\lambda} + \kappa_{\lambda}^2 \vec{A}_{\lambda} = 0$$

$$(II.26) \quad \operatorname{div} \vec{A}_\lambda = 0 \quad (A_\lambda \text{ périodique sur la surface})$$

$$(II.27) \quad \dot{q}_\lambda^* + \omega_\lambda^2 q_\lambda = 0$$

et un jeu d'équations analogues (25') (26') et (27') pour les quantités complexes conjuguées.

Les équations (27) et (27') ont la forme voulue. Elles peuvent être déduites de l'Hamiltonien :

$$(II.28) \quad \mathcal{H}_\lambda = 2\omega_\lambda^2 q_\lambda^* q_\lambda \quad \text{que l'on peut écrire :}$$

$$(II.28') \quad \mathcal{H}_\lambda = \frac{1}{2} (P_\lambda^2 + \omega_\lambda^2 Q_\lambda^2) \quad \text{en posant :}$$

$$(II.29) \quad Q_\lambda = q_\lambda + q_\lambda^* ; \quad P_\lambda = -i\omega_\lambda (q_\lambda - q_\lambda^*) = \dot{Q}_\lambda$$

On a, en effet :

$$(II.30) \quad \dot{Q}_\lambda = \frac{\partial \mathcal{H}_\lambda}{\partial P_\lambda} ; \quad \dot{P}_\lambda = -\frac{\partial \mathcal{H}_\lambda}{\partial Q_\lambda}$$

L'hamiltonien total du champ $\mathcal{H}$ est : (II.31) $\mathcal{H} = \sum_\lambda \mathcal{H}_\lambda$
on peut calculer $\vec{E}$ et $\vec{H}$ et vérifier que l'énergie totale est bien (II.21).

Comme cas particulier, on prend pour fonction de base un système d'ondes planes satisfaisant aux conditions d'orthonormalité et de périodicité, soit :

$$(II.31) \quad \vec{A}_\lambda = L^{-\frac{3}{2}} \vec{e}_\mu \sqrt{4\pi c^2} e^{i\vec{\kappa}_\lambda \cdot \vec{r}} \\ q_\lambda(t) = q_\lambda e^{-i\omega_\lambda t}$$

$\vec{n}_\lambda$, réel, de module n_λ , est le vecteur d'onde habituel ; si n_λ^i est une de ses composantes on a nécessairement (condition de périodicité) :

$$(II.32) \quad n_\lambda^i = \frac{2\pi}{L} n_\lambda^i \quad \text{où } n_\lambda^i \text{ est un nombre entier positif}$$

ou négatif.

. $\vec{e}_\mu$ (réel, unitaire, $\mu = 1$ ou 2) représente les deux états de polarisation possibles, orthogonaux entre eux.

On convient de prendre le trièdre $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{n}$ direct d'où :

$$(II.33) \quad \vec{e}_1 \times \vec{e}_2 = \frac{\vec{n}}{n}$$

. En définitive, un indice λ repérant un mode normal représente une valeur de $\vec{n}$ et une valeur de μ .

$\vec{A}_{-\lambda}$ est le vecteur polarisé suivant $\vec{e}_{-\mu} = \vec{e}_\mu$ se propageant dans la direction $-\vec{n}_\lambda$. On doit avoir :

$$(II.34) \quad \vec{A}_{-\lambda} = \vec{A}_\lambda^*, \text{ c'est-à-dire } \vec{A}(-\vec{n}, \mu) = \vec{A}^*(\vec{n}, \mu)$$

On peut montrer que le nombre d'oscillateurs de polarisation fixée dont le vecteur d'onde pointe dans l'angle solide, $(\Omega, \Omega + d\Omega)$ et dont la pulsation est comprise dans la bande $(\omega, \omega + d\omega)$, soit $dh = \rho_L d\omega d\Omega$, est donné par :

$$(II.35) \quad \rho_L d\omega d\Omega = \frac{L^3 d^3 \vec{n}}{(2\pi)^3} = \frac{L^3 dn_1 dn_2 dn_3}{(2\pi)^3}$$

ce qui entraîne pour la "densité de niveau" ρ_L :

$$(II.35') \quad \rho_L = \frac{L^3 \omega^2}{(2\pi)^3 c^3}$$

On quantifie le champ en appliquant le principe de correspondance aux équations (27) (28) ou (28'). La façon d'établir cette correspondance n'est pas unique, puisque les variables dynamiques deviennent des opérateurs non commutables ; le plus simple est de partir de la forme (28) de $\mathcal{K}_\lambda$ sans symétriser, ce qui évite la difficulté de l'énergie résiduelle du vide.

Les q_λ deviennent des observables vérifiant :

$$(II.36) \quad [q_\lambda, q_\lambda,] = [q_\lambda^\dagger, q_\lambda^\dagger,] = 0 ; [q_\lambda, q_\lambda^\dagger,] = \frac{\hbar}{2\omega_\lambda} \delta_{\lambda\lambda},$$

Il suffit de poser : (II.37)
$$\alpha_\lambda = \sqrt{\frac{2\omega_\lambda}{\hbar}} q_\lambda$$

avec (II.38)
$$[\alpha_\lambda, \alpha_\lambda,] = [\alpha_\lambda^\dagger, \alpha_\lambda^\dagger,] = 0 ; [\alpha_\lambda, \alpha_\lambda^\dagger,] = \delta_{\lambda\lambda},$$

pour donner à $\mathcal{K}_\lambda$ la forme (II.39)
$$\mathcal{K}_\lambda = \hbar\omega_\lambda \alpha_\lambda^\dagger \alpha_\lambda$$

et voir apparaître les opérateurs de création et d'annihilation des photons de type déterminé, $\hbar\omega_\lambda$.

L'hamiltonien total est toujours $\mathcal{K} = \sum_\lambda \mathcal{K}_\lambda$ et le champ est une assemblée de tels photons.

Les raisonnements sont sensiblement identiques à ceux du paragraphe précédent. Nous donnerons seulement les principales formules :
Le potentiel vecteur se développe suivant :

$$(II.40) \quad \vec{A} = \sum_\lambda \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_\lambda}} (\alpha_\lambda \vec{A}_\lambda + \alpha_\lambda^\dagger \vec{A}_\lambda^*)$$

soit, en représentation de Heisenberg :

$$(II.40') \quad \vec{A} = L^{-\frac{3}{2}} \sqrt{4\pi c^2} \sum_{\vec{n}, \mu} \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_{\vec{n}, \mu}}} \vec{e}_{\mu} (\alpha_{\vec{n}, \mu} e^{i(\vec{n} \cdot \vec{r} - \omega t)} + \alpha_{\vec{n}, \mu}^{\dagger} e^{-i(\vec{n} \cdot \vec{r} - \omega t)})$$

On trouve pour les champs électrique et magnétique :

$$(II.41) \quad \vec{E} = \frac{i}{c} \sum_{\lambda} \sqrt{\frac{\hbar \omega_{\lambda}}{2}} (\alpha_{\lambda} \vec{A}_{\lambda} - \alpha_{\lambda}^{\dagger} \vec{A}_{\lambda}^*)$$

$$(II.41') \quad \vec{H} = i \sum_{\lambda} \sqrt{\frac{\hbar \omega_{\lambda}}{2}} (\alpha_{\lambda} (\vec{n}_{\lambda} \times \vec{A}_{\lambda}) - \alpha_{\lambda}^{\dagger} (\vec{n}_{\lambda} \times \vec{A}_{\lambda}^*))$$

L'opérateur $\hat{n}_{\lambda}$ représente le nombre de photons dans l'état λ :

$$(II.42) \quad \mathcal{H} = \sum_{\lambda} \hbar \omega_{\lambda} \hat{n}_{\lambda}$$

Les valeurs propres de l'énergie sont donc :

$$(II.42') \quad \sum_{\lambda} n_{\lambda} \hbar \omega_{\lambda}$$

on obtient de même pour l'impulsion du rayonnement :

$$(II.43) \quad \vec{W} = \sum_{\lambda} \hbar \vec{n}_{\lambda} \hat{n}_{\lambda} \text{ de valeurs propres}$$

$$(II.43') \quad \sum_{\lambda} n_{\lambda} \hbar \vec{n}_{\lambda}$$

Les photons sont des quasi-particules d'énergie $\hbar \omega_{\lambda}$ et d'impulsion $\hbar \vec{n}_{\lambda}$, donc de masse nulle.

Ils obéissent à la statistique de Bose-Einstein puisqu'aucune limitation n'est apportée aux nombres n_{λ} .

Supposons, en particulier, le cube éclairé en lumière polarisée par une source située à la distance $R \gg L$, émettant le flux $I(\omega)$ $d\omega d\Omega$ dans la bande $(\omega, \omega + d\omega)$ et dans l'angle solide $d\Omega$ au voisinage d'une direction $\vec{n}^0$.

Si dN'_λ est le nombre de photons polarisés de fréquence ω (à $d\omega$ près) de direction de propagation $\vec{n}^0$ (à $d\Omega$ près) présents dans le volume éclairé, on montre facilement que l'on a :

$$(II.44) \quad dN'_\lambda \approx \frac{I(\omega) L d\omega d\Omega}{c\hbar\omega_\lambda}$$

Si tout le cube est éclairé dans ces conditions, le nombre total de photons présents est :

$$(II.44') \quad dN_\lambda \approx \frac{I(\omega) L^3 d\omega d\Omega}{c\hbar\omega_\lambda}$$

et le nombre moyen de quanta par état $(\vec{n}, \mu)$ (à $d\vec{n}$ près) est donné par :

$$\bar{n}_\lambda = \frac{(2\pi)^3 c^2 I(\omega)}{\hbar\omega_\lambda^3}$$

II - 2. INTERACTION - INTENSITE DIFFUSEE -

II-2.1. Opérateur d'interaction.

Un ion (ou un atome) j est entouré de Z_j électrons numérotés ζ_j ($\zeta_j = 1 \dots Z_j$). Nous admettons qu'ils sont liés au noyau, parce que l'énergie du rayonnement utilisé est insuffisante pour les arracher.

L'hamiltonien de Dirac d'un électron en présence du champ électro-magnétique s'écrit, à l'approximation non relativiste et en négligeant les effets de spin :

$$(II.46) \quad h_{\zeta j} = \frac{1}{2m} (\vec{p}_{\zeta j} - e \frac{\vec{A}}{c})^2$$

avec :

$$\vec{A} = \vec{A}(\vec{n} + \vec{j} + \vec{u}_m + \vec{\zeta}_j)$$

$m, \vec{p}, e$: masse, impulsion et charge de l'électron

$\vec{\zeta}_j$: ensemble de coordonnées repérant sa position par rapport au noyau.

Nous ne tiendrons pas compte de $\vec{\zeta}_j$, ce qui revient à admettre que tous les électrons sont extrêmement voisin du noyau et que le nuage électronique ne se déforme pas.

L'hamiltonien d'un ion ou atome est :

$$(II.47) \quad h_{n,j} = \sum_{\zeta_j} h_{\zeta_j} + h'_{n,j} + \sum_{\zeta_j} h''_{n,j,\zeta_j}$$

avec :

$$h'_{n,j} = \frac{1}{2M_j} (\vec{P}_j - \frac{eA}{c})^2$$

$M_j, \vec{P}_j, \rho_j$ = masse, impulsion et charge du noyau

$\sum_{\zeta_j} h''_{n,j,\zeta_j}$ = hamiltonien de couplage du noyau et des électrons dont nous n'avons pas à tenir compte d'après nos hypothèses.

L'hamiltonien de l'ensemble du système noyau-électrons-champ est alors donné par :

$$(II.48) \quad \mathcal{H} = \sum_{n,j} h_{n,j} + \mathcal{H}_{\text{pot}} + \mathcal{H}_{\text{Ray}}$$

$\mathcal{H}_{\text{Pot.}}$ = Hamiltonien d'interaction des ions ou atomes entre eux.

$\mathcal{H}_{\text{Ray.}}$ = hamiltonien du rayonnement seul.

Nous trouvons :

- . Un terme de rayonnement pur et des termes qui en sont indépendants.
- . Des termes en $\vec{p}_e \vec{A}$ et $\vec{P}_j \vec{A}$; le développement de $\vec{A}$, linéaire en α et $\alpha^\dagger$, fera apparaître, au premier ordre, des créations ou annihilation d'un seul photon, c'est-à-dire, des phénomènes d'absorption ou d'émission.
- . Des termes en $\frac{e^2 A^2}{2mc^2}$ et $\frac{\rho_j A^2}{2M_j c^2}$, quadratiques en α et $\alpha^\dagger$ faisant donc intervenir deux photons.

Les termes en $(\rho_j M_j)$ sont visiblement négligeables par rapport aux termes en (e, m) ($\rho_j \sim e, M_j \gg m$).

L'hamiltonien de diffusion est donc, à notre approximation, celui qui est relatif aux seuls électrons, soit :

$$(II.49) \quad \mathcal{H}_D = \sum_{n,j} \sum_{\zeta_j} \frac{e^2}{2mc^2} \vec{A}^2 = \sum_{n,j} \frac{Z_j e^2}{2mc^2} \vec{A}^2$$

D'après le développement de $\vec{A}$ (en représentation de Schrödinger^(*)) $\mathcal{H}_D$ peut s'écrire :

$$\mathcal{H}_D = \frac{\pi \hbar}{\varepsilon_0 L^3} \sum_{\substack{\vec{n}, \vec{j} \\ \vec{n}, \mu \\ \vec{n}', \mu'}}} \frac{Z_j e^2 (\vec{e}_\mu \cdot \vec{e}_{\mu'})}{m \sqrt{\omega_{\vec{n}, \mu} \omega_{\vec{n}', \mu'}}} \left\{ \alpha_{\vec{n}, \mu}^\dagger \alpha_{\vec{n}', \mu'} e^{i(\vec{n}' - \vec{n}) \cdot \vec{r}} + \alpha_{\vec{n}, \mu} \alpha_{\vec{n}', \mu'}^\dagger e^{-i(\vec{n} + \vec{n}') \cdot \vec{r}} \right\} \quad (II.50')$$

+ (termes en $\alpha_{\vec{n}, \mu} \alpha_{\vec{n}', \mu'}$ et en $\alpha_{\vec{n}, \mu}^\dagger \alpha_{\vec{n}', \mu'}^\dagger$)

Remarquant que dans $(\vec{n}' - \vec{n}) \cdot \vec{r} = (\vec{n}' - \vec{n}) \cdot (\vec{n} + \vec{j} + \vec{u}_n)$,

$(\vec{n}' - \vec{n}) \cdot \vec{u}_n$ est très petit, nous pouvons développer l'exponentielle

(*) - Nous rétablissons dans les formules de ce chapitre, la constante diélectrique ε_0 du milieu non perturbé.

correspondante en nous limitant au premier ordre, ce qui donne pour la partie $\mathcal{H}_D'$ de $\mathcal{H}_D$ qui nous intéresse :

$$(II.50') \quad \mathcal{H}_D' = \frac{\pi \hbar}{\epsilon_0 L^3} \sum_{\substack{\vec{n}, \vec{j} \\ \vec{n}, \mu \\ \vec{n}', \mu'}}} \frac{Z_j e^2}{m \sqrt{\omega_{\vec{n}, \mu} \cdot \omega_{\vec{n}', \mu'}}} (\vec{e}_{\mu} \cdot \vec{e}_{\mu'})$$

$$\left\{ \alpha_{\vec{n}, \mu}^\dagger \cdot \alpha_{\vec{n}', \mu'} e^{i(\vec{n}' - \vec{n}) \cdot (\vec{n} + \vec{j})} [1 + i(\vec{n}' - \vec{n}) \cdot \vec{u}_{\vec{n}}] + \dots \dots \dots \right. \\ \left. \dots \dots \alpha_{\vec{n}, \mu} \alpha_{\vec{n}', \mu'}^\dagger e^{-i(\vec{n}' - \vec{n}) \cdot (\vec{n} + \vec{j})} [1 - i(\vec{n}' - \vec{n}) \cdot \vec{u}_{\vec{n}}] \right\}$$

En ce qui concerne les termes "1" dans les développements, nous pouvons effectuer séparément la sommation sur $\vec{n}$:

$$\sum_{\vec{n}} e^{\pm i(\vec{n}' - \vec{n}) \cdot \vec{n}} = N \delta_{\vec{n}', \vec{n}} \neq 0 \quad \text{seulement si } \vec{n}' = \vec{n}$$

Les processus en jeu sont des annihilations et des créations de photons de mêmes vecteurs d'onde, c'est-à-dire, des propagations en ligne droite sans changement de fréquence.

En éliminant les termes correspondants de l'hamiltonien et en remplaçant $u_{\vec{n}}$ par son développement tiré de (II.3) et (II.11), nous obtenons :

$$\mathcal{H}_D'' = \frac{i \pi \hbar^{3/2} e^2}{\epsilon_0 m L^3 \sqrt{2 N g}} \sum_{\substack{\vec{n}, \vec{j}, \vec{k}, s \\ \vec{n}, \mu, \vec{n}', \mu'}}} \frac{Z_j}{\sqrt{M_j}} \frac{(\vec{e}_{\mu} \cdot \vec{e}_{\mu'})}{\sqrt{\omega_{\vec{n}, \mu} \omega_{\vec{n}', \mu'} \omega(\vec{k}, s)}} [(\vec{n}' - \vec{n}) \cdot \vec{v}_j(\vec{k}, s)] [a_{\vec{k}, s} + a_{-\vec{k}, s}^\dagger] \\ (II.51) \\ \dots x [e^{i(\vec{n}' - \vec{n} + \vec{k}) \cdot \vec{n}} e^{i(\vec{n}' - \vec{n}) \cdot \vec{j}} \alpha_{\vec{n}, \mu}^\dagger \alpha_{\vec{n}', \mu'} - e^{i(-\vec{n}' + \vec{n} + \vec{k}) \cdot \vec{n}} e^{-i(\vec{n}' - \vec{n}) \cdot \vec{j}} \alpha_{\vec{n}, \mu} \alpha_{\vec{n}', \mu'}^\dagger]$$

Nous avons fait apparaître des processus d'annihilation d'un photon et de création d'un autre photon avec création ou annihilation d'un phonon, soit précisément ceux qui correspondent aux effets Raman et Brillouin.

Expérimentalement, on envoie sur le cristal un faisceau monochromatique et de direction connue ; $\vec{n}$ est donc bien déterminé.

D'autre part, le processus $\alpha_{\vec{n},\mu}^\dagger \alpha_{\vec{n}',\mu'}$, ne se produira qu'avec une faible intensité parce que le nombre de photons ($\vec{n}',\mu'$) présents est très petit. Nous pouvons le négliger.

$$\text{D'après : } \sum_{\vec{n}} e^{i(\vec{n}' - \vec{n} + \vec{k}) \cdot \vec{n}} = N \delta_{(\vec{n}' - \vec{n}), \vec{k}} \quad \text{on doit avoir :}$$

$$(II.52) \quad \vec{n}' - \vec{n} = \vec{k} + \vec{b}$$

$\vec{b}$ est un vecteur du réseau réciproque ; nous verrons qu'il est nécessairement nul.

L'hamiltonien (II.51) peut alors s'écrire :

$$\mathcal{H}_D'' = \frac{+i\pi\hbar^2 e^2 \sqrt{N}}{\epsilon_0 m L^3 \sqrt{2g}} \sum_{\substack{\vec{j}, \vec{k}, s \\ \mu, \mu'}} \frac{z_j e^{-i\vec{k} \cdot \vec{j}}}{\sqrt{M_j}} \cdot \frac{(\vec{e}_\mu \cdot \vec{e}_{\mu'})}{\sqrt{\omega(\vec{k}, s)}} \cdot [\vec{k} \cdot \vec{v}_j(\vec{k}, s)] \dots$$

(II.53)

$$\dots \times \left[\frac{\alpha_{\vec{n}',\mu'}^\dagger a_{\vec{k},s} \alpha_{\vec{n},\mu}}{\sqrt{\omega_{\vec{n},\mu} \omega_{\vec{n}',\mu'}}} - \frac{\alpha_{\vec{n},\mu}^\dagger a_{-\vec{k},s}^\dagger \alpha_{\vec{n}',\mu'}}{\sqrt{\omega_{\vec{n},\mu} \omega_{\vec{n}',\mu'}}} \right]$$

avec (II.52') $\vec{n}' = \vec{n} + \vec{k}$.

$\vec{n}$ est un indice muet qui peut être changé en $-\vec{n}$ dans les sommations ; d'autre part : $\omega(-\vec{k}, s) = \omega(\vec{k}, s)$ et $\vec{v}_j(-\vec{k}, s) = \vec{v}_j(\vec{k}, s)$ on obtient : $\mathcal{H}_D'' = \mathcal{H}_A + \mathcal{H}_S$ avec, en posant :

$$(II.54) \quad f = \frac{\pi^{1/2} e^2 \sqrt{N}}{\epsilon_0 m L^3 \sqrt{2g}}$$

$$(II.55) \quad \mathcal{H}_A = i f \sum_{\vec{j}, \vec{k}, s} \frac{z_j e^{-i\vec{k} \cdot \vec{j}}}{\sqrt{M_j}} \cdot \frac{(\vec{e}_{\vec{\mu}} \cdot \vec{e}_{\vec{\mu}'}) (\vec{k} \cdot \vec{v}_j(\vec{k}, s))}{\sqrt{\omega_{\vec{n}, \mu} \omega_{\vec{n}+\vec{k}, \mu'}} \sqrt{\omega(\vec{k}, s)}} \alpha_{\vec{n}+\vec{k}, \mu'}^\dagger a_{\vec{k}, s} \alpha_{\vec{n}, \mu}$$

$$(II.55') \quad \vec{n}' - \vec{n} = + \vec{k}$$

$$(II.56) \quad \mathcal{H}_S = i f \sum_{\vec{j}, \vec{k}, s} \frac{z_j e^{i\vec{k} \cdot \vec{j}}}{\sqrt{M_j}} \frac{(\vec{e}_{\vec{\mu}} \cdot \vec{e}_{\vec{\mu}'}) (\vec{k} \cdot \vec{v}_j^*(\vec{k}, s))}{\sqrt{\omega_{\vec{n}-\vec{k}, \mu} \omega_{\vec{n}, \mu'}} \sqrt{\omega(\vec{k}, s)}} \alpha_{\vec{n}-\vec{k}, \mu}^\dagger a_{\vec{k}, s}^\dagger \alpha_{\vec{n}, \mu}$$

$$(II.56') \quad \vec{n}' - \vec{n} = - \vec{k}$$

La polarisation du faisceau incident est déterminée. Nous pouvons prendre comme références $\vec{e}_1$ perpendiculaire au plan de diffusion, $\vec{e}_2$ dans ce plan. Nous profitons de l'indétermination sur $\vec{e}_{\mu}$, pour choisir $\vec{e}_1$ parallèle à $\vec{e}_1$, $\vec{e}_2$, dans le plan de diffusion.

Il en résulte :

$$(II.57) \quad \begin{aligned} \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_1 &= 1 \\ \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 &= \vec{e}_2 \cdot \vec{e}_1 = 0 \\ \vec{e}_2 \cdot \vec{e}_2 &= \cos \theta \end{aligned}$$

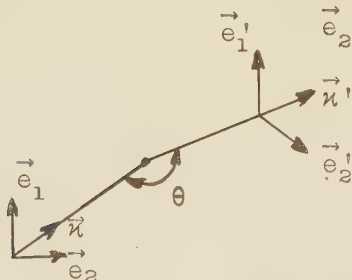


Fig.II.1

Chaque hamiltonien est une somme de deux termes correspondants aux éventualités $1 \rightarrow 1'$ ou $2 \rightarrow 2'$ que nous repèrerons par les indices 1 et 2.

II-2.2. Probabilités de transition - Intensités diffusées.

Le Ket global du système est un produit d'espace de Kets normalisés puisque les opérateurs α et A commutent. Les éventualités 1 et 2 sont indépendantes. D'autre part, lorsqu'un phonon est créé ou annihilé, nous pouvons supposer qu'il appartient à une branche s déterminée (acoustique pour l'effet Brillouin).

La probabilité de transition par unité de temps se présente sous la forme :

$$(II.58) \quad z_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \sum_1 \langle f | \mathcal{K}_1 | i \rangle \right|^2 \delta(E_i - E_f)$$

où $|i\rangle$ et $|f\rangle$ sont les kets initiaux et finaux, $\mathcal{K}_1$ l'opérateur du processus envisagé ($\mathcal{K}_1$ comporte encore une sommation sur $\vec{j}$).

Chaque transition comporte l'annihilation d'un photon ($\vec{n}$) la création d'un photon ($\vec{n} \pm \vec{k}$) et l'annihilation ou la création d'un phonon ($\vec{k}$). Il en résulte :

$$E_i - E_f = \hbar\omega_{\vec{n}',\mu'} - \hbar\omega_{\vec{n},\mu} \pm \hbar\omega(\vec{k},s) = 0$$

pour que la probabilité ait une valeur non nulle.

La relation (II.59) $\omega_{\vec{n}',\mu'} - \omega_{\vec{n},\mu} = \pm \omega(\vec{k},s)$ a des conséquences importantes, dues à (II.59') $\omega(\vec{k},s) \ll \omega_{\vec{n},\mu}$. Dans (II.52), $\vec{b}$ est nécessairement nul :

$$\omega_{\vec{n},\mu} = n v \text{ et } \omega_{\vec{n}',\mu'} = n' v \quad (v : \text{vitesse de l'onde } \epsilon, m = C \sqrt{\epsilon_0}).$$

entraînent : $n' - n \ll n$ et il est impossible de satisfaire à la relation $\vec{n}' - \vec{n} = \vec{k} + \vec{b}$ avec les ordres de grandeur $k \sim \frac{2\pi}{3000}$, $b \sim 1$.

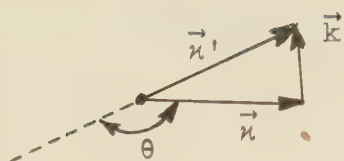


Fig.II.2

$\vec{k}$ est en fait complètement déterminé par (II.52') et (II.59') : il a la direction de la bissectrice de θ ; son module est $k \approx 2\kappa \sin \frac{\theta}{2}$.

Nous retrouvons les relations déjà étudiées dans l'introduction et dont nous avons déduit notamment, les écarts en fréquence des raies Brillouin. Elles apparaissent maintenant comme des conséquences de postulats plus généraux.

Nous pouvons dès lors supprimer la sommation sur $\vec{k}$ dans les expressions (II.55 ; 56 ; 58).

En posant :

$$(II.61) \quad F_S = \sum_{\vec{j}} \frac{Z_j e^{-ik \cdot j}}{\sqrt{M_j}} [\vec{k} \cdot \vec{v}_j(\vec{k}, s)]$$

($\vec{k}$ a la valeur ci-dessus ; l'indice s rappelle que le mode est spécifié), on trouve pour les hamiltoniens des diffusions antistoke et stoke :

$$(II.62) \quad \mathcal{H}_s^{A_1} = \frac{\text{if } F_S}{\omega \sqrt{\omega(\vec{k}, s)}} \cdot \alpha_{\vec{\kappa}+\vec{k}, 1}^\dagger a_{\vec{k}, s} \alpha_{\vec{\kappa}, 1}$$

$$(II.62') \quad \mathcal{H}_s^{A_2} = \frac{\text{if } \cos \theta F_S}{\omega \sqrt{\omega(\vec{k}, s)}} \cdot \alpha_{\vec{\kappa}+\vec{k}, 2}^\dagger a_{\vec{k}, s} \alpha_{\vec{\kappa}, 2}$$

avec :

$$\omega_{\vec{\kappa}+\vec{k}, \mu} = \omega_{\vec{\kappa}, \mu} + \omega(\vec{k}, s)$$

$$(II.63) \quad \mathcal{H}_s^{S_1} = \frac{\text{if } F_S^*}{\omega \sqrt{\omega(\vec{k}, s)}} \cdot \alpha_{\vec{\kappa}-\vec{k}, 1}^\dagger a_{\vec{k}, s}^\dagger \alpha_{\vec{\kappa}, 1}$$

$$(II.63') \quad \mathcal{K}_s = \frac{\text{if } F_s^* \cos \theta}{\omega \sqrt{\omega(\vec{k}, s)}} \cdot \alpha_{\vec{n}-\vec{k}, 2}^\dagger \cdot a_{\vec{k}, s}^\dagger \alpha_{\vec{n}, 2}$$

avec :

$$\omega_{\vec{n}-\vec{k}, \mu'} = \omega_{\vec{n}, \mu} - \omega(\vec{k}, s)$$

On a posé :

$$\omega = \omega_{\vec{n}, \mu} \neq \omega_{\vec{n}+\vec{k}} \neq \omega_{\vec{n}-\vec{k}}$$

La probabilité (II.58) doit être intégrée sur tous les états finaux possibles du système d'énergie égale à E_i à dE_f près. Puisqu'il n'y a qu'un photon créé et un phonon créé ou détruit : (*). L'énergie d'un phonon acoustique est bien plus petite que celle d'un photon ($k \sim n \Rightarrow \omega(\vec{k}, s) \sim \omega_{\vec{n}, \mu} \cdot \frac{V}{c}$ avec : $V \sim 5 \text{ km/sec}$). Il en résulte que la variation d'énergie possible pour l'état final est presque entièrement déterminée par la variation d'énergie du photon : $dE_f \simeq \hbar d\omega_{\vec{n}, \mu'}$.

Le photon créé, de pulsation ω' (à $d\omega$ près), de direction de propagation $\vec{n}'$ (à $d\Omega$ près), peut se placer dans n'importe lequel de $\rho_L' d\omega d\Omega$ états identiques (à l'approximation $d\omega, d\Omega$ (Cf. II.34)) le nombre de ces états par unité d'énergie est $\rho_E = \rho_L' \frac{d\Omega}{\hbar}$, ($\rho_L' = \rho_L \frac{\epsilon_0}{\epsilon_0^2}$).

L'intégration de (II.58.) donne alors :

$$(II.64) \quad Z_{if}' = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle f | \mathcal{K}_1 | i \rangle \right|^2 \rho_E$$

$Z_{if} \hbar \omega'$ est l'énergie diffusée par unité de temps dans l'angle solide $d\Omega$; le calcul de l'intensité lumineuse diffusée à la distance $R \gg L$ donne :

$$(II.65) \quad J = \frac{2\pi}{\hbar R^2} \left(\frac{\omega' L \sqrt{\epsilon_0}}{2\pi c} \right)^2 \left| \langle f | \mathcal{K}_1 | i \rangle \right|^2$$

(*) -

$$dE_f = \hbar [d\omega_{\vec{k}, \mu'} \pm d\omega(\vec{k}, s)]$$

(J est une puissance par unité de surface et non une intensité photométrique).

Il reste à évaluer les quantités $|\langle f | \mathcal{H}_1 | i \rangle|^2$. En tenant compte des relations d'orthonormalité des kets, on a, pour la diffusion Antistoke :

$$\frac{\varphi^2 |F_s|^2}{\omega^2 \omega(\vec{k}, s)} \left| \langle \dots (n_{\kappa, \mu} - 1) \dots (n_{\kappa', \mu'} + 1) \dots ; \dots (N_{\vec{k}, s} - 1) \dots \left| \alpha_{\kappa', \mu'}^\dagger a_{\vec{k}, s} \alpha_{\kappa, \mu} \right| \dots \right. \\ \left. \dots n_{\kappa, \mu} \dots n_{\kappa', \mu'} \dots ; \dots N_{\vec{k}, s} \right|^2 = \frac{\varphi^2 |F_s|^2}{\omega^2 \omega(\vec{k}, s)} \cdot n_{\vec{\kappa}, \mu} (n_{\kappa', \mu'} + 1) N_{\vec{k}, s} \quad (\text{II.66})$$

$$(\vec{\kappa}' = \vec{\kappa} + \vec{k} ; \varphi = f \text{ si } \mu = 1, \mu' = 1' ; \varphi = f \cos \theta \text{ si } \mu = 2, \mu' = 2')$$

On trouve de même, pour la diffusion Stoke :

$$(\text{II.67}) \quad \frac{\varphi^2 |F_s|^2}{\omega^2 \omega(\vec{k}, s)} n_{\kappa, \mu} (n_{\kappa', \mu'} + 1) (N_{\vec{k}, s} + 1) \text{ avec } \vec{\kappa}' = \vec{\kappa} - \vec{k}$$

Dans ces formules, on doit prendre pour $N_{\vec{k}, s}$ le nombre de phonons dans l'état $(\vec{k}, s)$ à la température T, soit :

$$N_{\vec{k}, s} = \frac{1}{\text{Exp}(\frac{\hbar \omega(\vec{k}, s)}{KT}) - 1} \quad (\text{Form. II.18})$$

Les nombres $n_{\kappa', \mu'}$ sont sensiblement nuls, puisqu'il n'y a initialement aucun photon $(\vec{\kappa}', \mu')$ ("au corps noir" près).

Les nombres $n_{\kappa, \mu}$ doivent être pris égaux au nombre $N_{\kappa, \mu}$ de photons présents, donné, comme il est facile de le montrer, par :

$$(\text{II.68}) \quad N_{\vec{k}, \mu} = \frac{L^3 J_0 \sqrt{\epsilon_0}}{\hbar \omega c}$$

si J_0 est l'intensité lumineuse du faisceau incident.

En remplaçant les différentes quantités par leur valeur dans les formules (II.65) et (II.66), on trouve pour la diffusion Stoke ($1 \rightarrow 1'$) :

$$(II.69) \quad J_{S_1}^{S_1} = \frac{1}{4R^2} \frac{e^4}{m^2 c^4} \cdot \frac{N \hbar |F_S|^2}{g \cdot \omega(\vec{k}, s)} \cdot \frac{\exp(\frac{\hbar \omega(\vec{k}, s)}{KT})}{\exp(\frac{\hbar \omega(\vec{k}, s)}{KT}) - 1} \cdot J_0$$

$$(II.69') \quad J_{S_1}^{S_1} \simeq \frac{1}{4R^2} \frac{e^4}{m^2 c^4} \cdot \frac{N |F_S|^2}{g \omega^2(\vec{k}, s)} \cdot KT \cdot J_0, \text{ si } \frac{\hbar \omega}{KT} \ll 1$$

Les autres quantités s'en déduisent :

$$J_2 = J_1 \cos^2 \theta ; J_A \text{ par la form. (II.70) ci-après .}$$

Tous les termes intervenants dans le calcul des intensités sont identiques pour les diffusions S et A.S, si l'on admet $\omega_{n-k} \neq \omega_{n+k}$, à part le terme dépendant des phonons.

Il en résulte, pour le rapport des intensités :

$$(II.70) \quad \frac{J_{AS}}{J_S} = \frac{\bar{N}_{k,s}}{\bar{N}_{k,s} + 1} = e^{-\frac{\hbar \omega(\vec{k}, s)}{KT}}$$

Cette quantité est très sensiblement égale à 1 aux températures usuelles, parce que $\hbar \omega(\vec{k}, s)$ est petit devant KT .

Dans le cas du quartz, par exemple, pour la raie due à l'onde acoustique longitudinale ou pseudo longitudinale, elle vaudrait 0,9 pour $T \simeq 24^\circ K$, 0,75 pour $T \simeq 805 K$.

Le résultat de la théorie classique $J_S = J_A$ est donc, en général, tout à fait acceptable.

II-2.3. Remarques.

La théorie ci-dessus ne fait pas intervenir d'interaction phénoménologique, à la différence de celle de Tamm [13]. Son schéma est simple et rejoint d'ailleurs celui de la théorie classique (destruction par interférence). Elle prévoit correctement la variation de l'intensité diffusée en fonction de la température.

Son application donnerait des informations sur le spectre des $\vec{v}_j$.

Cependant, les résultats obtenus n'ont pas une généralité et une rigueur suffisantes.

. A cause des produits scalaires $(\vec{e}_\mu \cdot \vec{e}_{\mu'})$, on ne trouve pas de terme croisé $(1 \rightarrow 2')$ ou $(2 \rightarrow 1')$.

. Une seule onde acoustique intervient dans le phénomène ; les raies diffusées sont monochromatiques.

. On ne prend en compte que la projection des $\vec{v}_j$ sur la direction de propagation de l'onde active ($\vec{k} \cdot \vec{v}_j$ en facteur) la partie transversale des ondes ne joue pas de rôle.

. La proportionnalité de l'intensité à λ^{-4} n'est pas en évidence dans le résultat final.

. Il n'apparaît pas de direction privilégiée pour la polarisation des ondes lumineuses dans le milieu.

. On ne prévoit pas l'existence d'un fond continu (que ne prévoit pas non plus la théorie classique, mais que nous pensons avoir observé expérimentalement).

Formellement, on peut penser qu'on a tenu compte de l'anisotropie élastique du milieu et des fluctuations de densité mais non de l'anisotropie optique et de ses fluctuations (anisotropie élasto-optique).

D'un autre point de vue, les insuffisances de la théorie tiennent (en partie) à la trop grande simplicité du modèle et du schéma de l'interaction. En particulier, on ne doit pas admettre que tous les électrons sont concentrés en un point et jouent le même rôle.

Il y a lieu également de faire intervenir les termes en $\vec{p} \cdot \vec{A}$ qui produisent une diffusion Brillouin par l'intermédiaire d'états virtuels.

Nous pensons revenir sur ces problèmes, soit en appliquant la technique de Van Hove pour la diffusion des neutrons, soit en gardant une interaction phénoménologique quantifiée par la suite.

DEUXIEME PARTIE

T E C H N I Q U E

CHAPITRE III - PROBLEMES GENERAUX

D'après la théorie des chapitres I et II, les raies de diffusion dues à une raie excitatrice infiniment fine sont sensiblement monochromatiques ; nous nous proposons d'étudier la structure du spectre obtenu en pratique, ce qui permet de justifier le choix des sources.

Le spectre doit être analysé par un interféromètre de Fabry-Pérot : nous rappellerons les formules générales de l'appareil, en indiquant comment on peut choisir à priori ses caractéristiques et évaluer la forme des raies enregistrées.

III- 1 . NATURE DES SPECTRES A ETUDIER -

III-1-1. Raie excitatrice.

Sources à mercure isotopique (Cf. Par. IV.1). La raie est définie par sa luminance spectrale $S^{\circ}(\sigma - \sigma_0)$ maximale pour $\sigma = \sigma_0 = 39424 \text{ cm}^{-1}$ paire en $(\sigma - \sigma_0)$, en première approximation, de largeur en fréquence à mi-hauteur s° .

On admet généralement que le type d'une telle raie est intermédiaire entre les types Döppler :

$$(III.1) \quad G = G_M e^{-4 \log_e \frac{2(\sigma - \sigma_0)^2}{s_D^{\circ 2}}}$$

et résonance :

$$(III.2) \quad R = \frac{R_M}{1 + \frac{4(\sigma - \sigma_0)^2}{s_R^{\circ 2}}}$$

où s_R^0 peut être la largeur naturelle s_N^0 , la largeur Lorentz s_L^0 (chocs des centres émissifs sur les atomes d'un gaz étranger) ou la largeur Holtzmark s_H^0 (chocs sur des atomes de même nature - la formule III.2 est seulement approchée dans ces deux derniers cas).

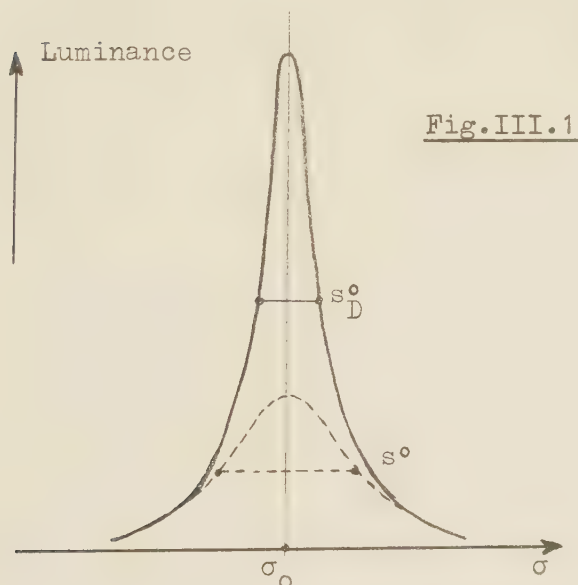
L'élargissement Döppler est prépondérant dans les conditions de fonctionnement de nos sources :

$$s_D^0 = 7.16.10^{-7} \sigma_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \approx 35 \text{ mk} \quad (M : \text{masse atomique du corps émetteur}).$$

$$s_N^0 \sim 0,1 \text{ mk}$$

$$s_L^0 < s_H^0 \sim 1 \text{ mk} \quad (\text{les évaluations théoriques varient suivant les auteurs}).$$

On serait donc amené à dire, de façon classique, que la raie est de type Döppler au voisinage du centre tandis que la forme des pieds dépend surtout de l'effet Holtzmark.



Mais il n'en était sûrement pas ainsi dans nos expériences puisque les largeurs obtenues étaient de l'ordre de 100 mk^(*).

Il est probable qu'un phénomène d'auto-absorption dans le plasma de la lampe donne une forme de raie "tronquée", possédant moins de pieds, à largeur égale, qu'une fonction de résonance. Il serait intéressant de préciser la forme des courbes obtenues.

Nous avons admis que la fonction était de type G, ce qui ne pouvait entraîner de grosse erreur parce que la largeur en fréquence des sources est petite devant les largeurs des autres fonctions intervenant dans les calculs.

(*) - En accord avec des résultats récents du Laboratoire de Mr. le Professeur Giacomo.

Source à mercure naturel. Si on admet que chaque raie de la structure hyperfine est émise proportionnellement à l'abondance de l'isotope considéré, on prévoit la répartition d'intensités de la fig.III.2.

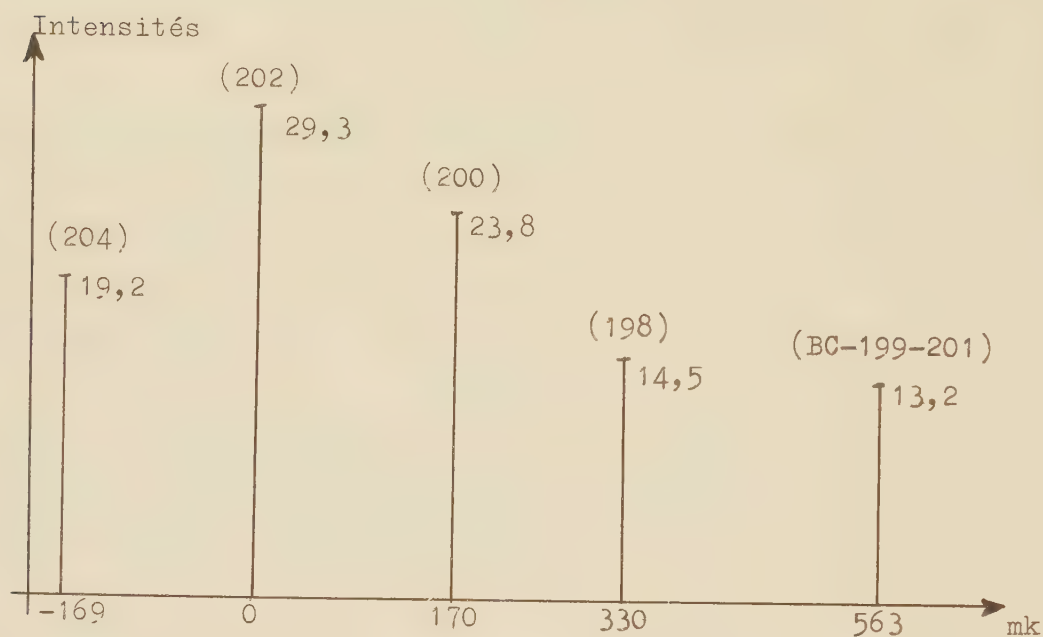


Fig.III.2

(Les raies notées 204 et 198 ne sont pas attribuables à ces seuls isotopes).

La structure effectivement obtenue dépend des conditions d'excitation et de refroidissement des lampes et peut différer notablement de celle du schéma en ce qui concerne les intensités relatives. (Cf.Pl.VIII: Résolution 900.000). On peut admettre que toutes les raies ont même forme et même largeur $s^0 \approx 100$ mk bien que ceci soit sûrement inexact si la température de la source est élevée (Ch.IV).

Si cette structure est enregistrée avec un interféromètre de résolution moyenne, 90.000 par exemple, ce qui correspond à peu près à nos enregistrements Brillouin "Standards", chaque composante est élargie sur l'enregistrement et l'ensemble n'est pas résolu.

On obtient un profil dissymétrique (Fig.4. Pl.X) ; la largeur en fréquence à mi-hauteur de cette courbe est 830 mk, la résolution apparente 48.000.

Dans les mêmes conditions la raie émise par un isotope de nombre atomique pair (pour éviter la décomposition due au spin) donne le profil symétrique de la fig.2, de largeur 580 mk, correspondant à la résolution 69.000. Le gain est de plus de 40 %.

Si enfin l'enregistrement est effectué avec le même interféromètre fortement diaphragmé et muni d'un trou explorateur très petit, ce qui porte sa résolution à 170.000 environ, la structure de la raie du mercure naturel commence à apparaître, empêchant d'obtenir certains renseignements intéressants pour l'étude du Fabry-Pérot lui-même (finesse limite, influence de la surface des lames sur les défauts) (Fig.3). La raie isotopique ne montre évidemment rien de semblable (Fig.1).

— Nous donnerons au Ch.V d'autres raisons d'éviter l'emploi des sources à mercure naturel, liées à l'utilisation des cuves à réabsorption et à la technique de mesure des intensités.

| On voit déjà que les sources isotopiques sont à préférer, à condition que leur intensité soit suffisante.

III-1.2. Spectre à diffusion.

Les deux composantes d'un doublet ont même intensité et chacune reproduit la forme de la raie excitatrice ; la raie de fausse diffusion ne doit pas non plus avoir de largeur propre puisque due à des défauts macroscopiques à l'échelle de la longueur d'onde. L'équation du spectre à étudier devrait donc être :

$$(III.3) \quad Z^{\circ} \equiv a_0 S^{\circ} (\sigma - \sigma_0) + \sum_1 a_1 S^{\circ} (\sigma - \sigma_{\pm 1}^B)$$

$\sigma_{\pm 1}^B$: fréquences Brillouin ;

a_0, a_1 : intensités diffusées en valeurs relatives.

En réalité, la dispersion des angles de diffusion due à la convergence du faisceau primaire et aux dimensions de la source modifie la forme des raies Brillouin observées. Nous voulons calculer cet élargissement par convergence.

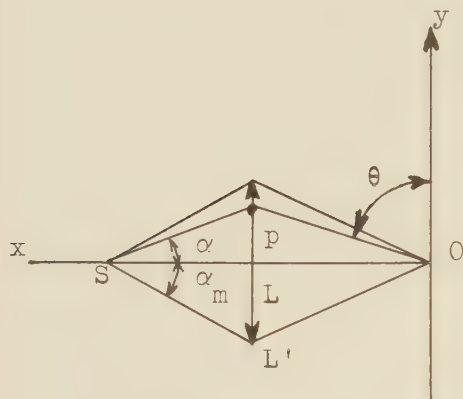


Fig. III.3

Supposons d'abord la source S ponctuelle : L et O sont les centres du condenseur et du volume diffusant (optiquement isotrope d'indice n , pour simplifier) ; p est un point du condenseur, dans le plan de la figure ; $SL = LO = 2f$; $LL' = R$ (fig. III.3). Le faisceau incident est dirigé suivant Ox ; le faisceau diffusé suivant Oy , à 90° de Ox , il a une ouverture négligeable.

L'écart en fréquence d'une des raies Antistoke, choisie comme exemple, est donné par :

$$\frac{\delta\sigma_o^B}{\sigma_o} = \frac{2nV_e}{c} \sin \frac{\theta}{2}$$

soit :

$$\frac{\delta\sigma_o^B}{\sigma_o} = \frac{\sqrt{2} nV_e}{c} \quad \text{pour} \quad \theta = \frac{\pi}{2}$$

La raie est repérée par son nombre d'onde $\sigma_o^B = \sigma_c + \delta\sigma_o^B$. Comme le montre la figure (III.3), θ est compris entre $\frac{\pi}{2} - \alpha_M$ et $\frac{\pi}{2} + \alpha_M$ si α_M est la demi-ouverture du faisceau primaire. Le nombre d'onde σ^B des radiations diffusées est donc compris entre :

$$\sigma_o^B - s_M \text{ et } \sigma_o^B + s_M \text{ avec}$$

$$s_M = \frac{\delta \sigma_o^B}{2} \frac{\Delta \theta \text{ maxi}}{\operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} = \frac{\delta \sigma_o^B}{2} \alpha_M \text{ si } \theta \approx \frac{\pi}{2}$$

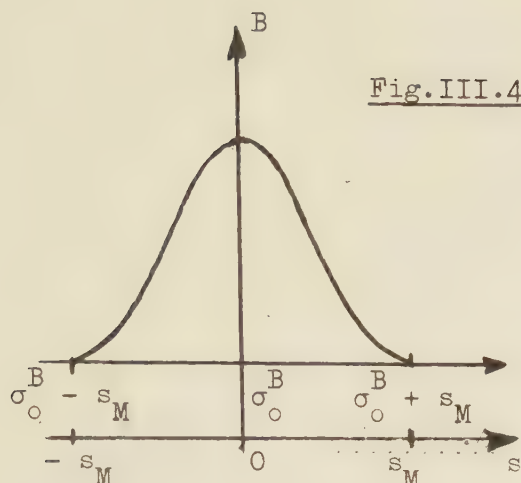


Fig. III.4

Il correspond certainement plus de rayons à $\theta = \frac{\pi}{2}$ qu'à $\theta = \frac{\pi}{2} \pm \alpha_M$:

le cristal se comporte comme une source de luminance variable avec le nombre d'onde, s'annulant pour $\sigma = \sigma_o^B \pm s_M$, et la raie doit avoir une structure analogue à celle de la fig. III.4, centrée sur σ_o^B , ou sur $s = 0$, si on fait le changement de variable $s = \sigma - \sigma_o^B$.

Pour connaître la forme de cette courbe, il faut chercher dans quel angle solide se groupent, dans l'espace, les rayons PO (repérés par ψ_P et α_P , P quelconque sur le condenseur) qui font avec la direction Oy un angle compris entre θ et $\theta + d\theta$ (figure III.5) puisqu'il leur correspond un écart en fréquence déterminé, compris entre $\delta \sigma^B$ et $\delta \sigma^B + d(\delta \sigma^B)$, dans la mesure où nous négligeons la variation de V_e avec la direction du rayon incident.

Les points P sont compris entre les deux hyperboles d'équation

$$Y^2 \operatorname{tg}^2 \theta - Z^2 = 4f^2$$

$$\text{et } Y^2 \operatorname{tg}^2(\theta + d\theta) - Z^2 = 4f^2$$

On simplifie le calcul en assimilant ces courbes à des droites perpendiculaires à LY (P' du lieu, sur le cercle, se projette en p';

$$\frac{Lp' - Lp}{Lp} = 5 \% \text{ au maximum ; ce rapport est nul pour } Lp = 0 \text{ ou } R).$$

La source a des dimensions non négligeables. Admettons qu'on puisse

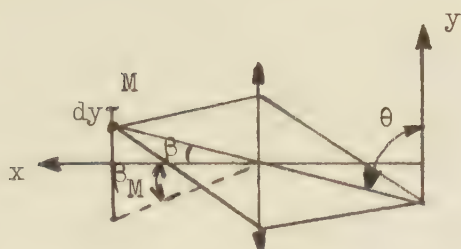


Fig.III.6

l'assimiler à une mince bande, de hauteur h , allongée dans la direction de diffusion (ce qui était à peu près le cas).

Si l'ouverture du faisceau primaire était négligeable, chaque élément de source $h \, dy$ créerait le phénomène Brillouin avec une intensité indépendante de la position de M mais une fréquence fonction de θ donc du point source considéré.

La raie serait représentée par une fonction rectangulaire F centrée sur $\sigma = \sigma_0^B$ ($\tilde{s} = 0$) constante dans l'intervalle $(-s_M' + s_M')$ avec $s_M' = \frac{\delta \sigma_0^B}{2} \cdot \beta_M$, nulle en dehors.

En réalité, chaque élément de source crée la répartition $C(s - s_\beta)$ centrée sur $s_\beta = (\delta \sigma_0^B / 2) \beta$.

L'intensité du phénomène est proportionnelle à dx , donc à ds_β et à ds_β . La luminance apparente de la source totale est alors :

$$(III.5) \quad B(s) = \Gamma(s) = \int_0^+ \int_{-s_M'}^{+s_M'} C(s - s_\beta) \, ds_\beta = \int_0^+ C * F \quad (*)$$

$$(\int_0^+ = \text{cte})$$

(*) La notation $*$ désigne un produit de convolution. On rappelle que $H(t) = F * G = G * F$ si $H(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(x - t) G(x) \, dx = \int_{-\infty}^{+\infty} F(x) G(x - t) \, dx$

L'intégrale III.5 se met aisément sous cette forme.

La relation entre les largeurs des fonctions (lorsque cette notion a un sens) sera notée $f = g \oplus h$.

Cf. [6] [9] (aspect mathématique) ; [8] [33] (applications physiques).

La forme, le support, et la largeur des courbes obtenues dépendent de s_M et s'_M , c'est-à-dire des largeurs ou des supports de C et F.

Nous ne développerons pas les calculs nous proposant de les publier sous une forme un peu plus générale ; nous donnerons seulement l'aspect de la courbe résultante dans quelques cas.

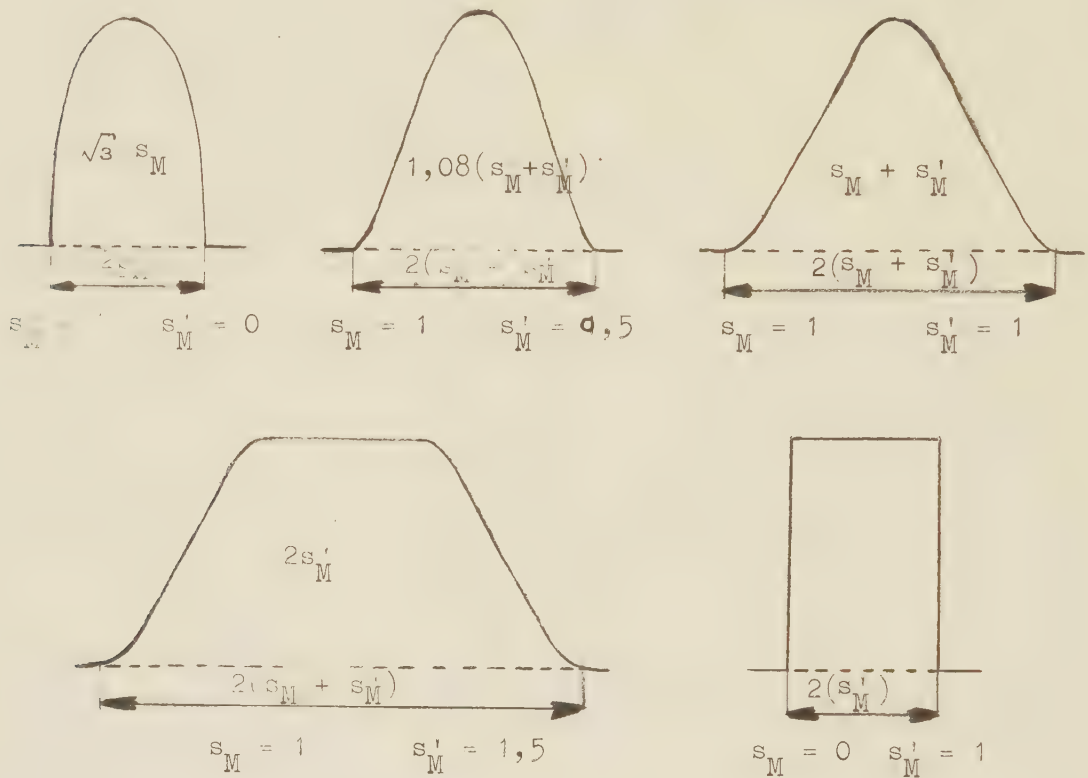


Fig.III.7

Dans les conditions de nos expériences, on avait :

$$\alpha_M = 0,162 \text{ rad}$$

$$\beta_M = 0,106 \text{ rad}$$

$$s_M = 0,081 \delta\sigma_O^B$$

$$s'_M = 0,053 \delta\sigma_O^B$$

$$c = 0,140 \delta\sigma_O^B$$

$$f = 0,106 \delta\sigma_O^B$$

La courbe Γ obtenue pour $s'_M/s_M = 0.65$ est sensiblement celle de la fig.III.7 ($s_M = 1$; $s'_M = 0,5$) ; elle a peu de pieds et nous

avons admis qu'elle se comportait par la suite comme une fonction triangulaire T de largeur $t = 0,14 \delta\sigma_0^B$, (donc nullement négligeable avec $\delta\sigma_0^B \simeq 1$ à 2 cm^{-1}) ce qui simplifie les calculs d'élargissements. La valeur de t tient compte de la deuxième dimension de la source.

Il est à remarquer que ces phénomènes ne modifient pas l'énergie attribuée par le calcul à une raie de diffusion. Ils la répartissent seulement suivant une certaine loi en fonction de la fréquence.

III-1-3. En conclusion, l'équation de la structure à étudier était :

$$(III.6) \quad Z = a_0 S^0 (\sigma - \sigma_0) + \sum_1 \alpha_1 B_1 (\sigma - \sigma_{\pm 1}^B)$$

avec :

$$S^0 \simeq G - s^0 \simeq 100 \text{ mK} ; \quad B_1 = S^0 * \Gamma_1 \simeq S^0 * T_1$$

Les largeurs des B_1 , à calculer dans chaque cas, sont de l'ordre de 150 mK ; les α_1 pourraient être évalués.

III - 2 - INTERFEROMETRE -

III-2-1. Formules du Fabry-Pérot.^(*)

— L'étalon parfait est constitué de deux lames strictement planes et parallèles, recouvertes d'un matériau de pouvoir réflecteur R, de transmission T, d'absorption $\mathcal{A}$ avec $R + T + \mathcal{A} = 1$, séparées par une lame d'épaisseur e d'un gaz d'indice n. Il transmet les luminances en les multipliant par :

$$A = \frac{A_M}{1 + m \sin^2 \varphi/2} \quad (\text{fonction d'Airy, de largeur en fréquence } a)$$

$$m = \frac{4R}{(1-R)^2} ; \quad \varphi = 4\pi n e \cos i \sigma ; \quad i : \text{incidence})$$

La transmission est maximale $A_M = (\frac{T}{1-R})^2$ pour les radiations σ_i et les incidences i telles que : $2ne \cos i \cdot \sigma_i = K$ (entier) (III.7).

(*) - Pour une étude détaillée de ces questions, Cf. [33] [34].

En associant i et σ_i par (III.7), on peut faire jouer le même rôle aux variables n , e , $\cos i$, et mettre A sous la forme :

$$(III.8) \quad A = \frac{A_M}{1 + m \sin^2 2\pi n e (\sigma - \sigma_i)}$$

On rappelle les relations :

- intervalles entre ordres : $\Delta\sigma = \frac{1}{2ne} \simeq \frac{1}{2e}$
- finesse réflectrice : $N_A = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} = \frac{\Delta\sigma}{a}$
- contraste réflecteur : $C_A = \frac{A_M}{A_m} = \left(\frac{1+R}{1-R}\right)^2$ (A_m : transmission minimale)
- résolution réflectrice : $R_A = \frac{\sigma}{a} = 2ne \sigma N_A = K N_A$ (K : ordre d'interférence).

Les lames de l'étalon réel présentent des défauts de micropoli, elles ne sont pas parfaitement planes et on ne peut pas les amener à être exactement parallèles.

Ces différents défauts ne provoquent pas une perte mais seulement une répartition différente de l'énergie que l'étalon transmet sur un ordre. (ce "flux ordinal" reste constant, même si l'étalon est complètement dérégulé). La répartition se fait suivant une courbe élargie et aplatie, ce qui diminue la résolution et la transmission de l'appareil. La fonction étalon devient $E = A * D$ où D est une "fonction défauts".

On montre que : $D = G * F * C$. où G est une gaussienne, F un créneau et C une fonction de type Demi-ellipse dont les largeurs g , f , et c chiffrent respectivement les défauts de micropoli, de courbure et de parallélisme. (f et c sont proportionnels à la surface des lames, g en est indépendant).

Les relations entre les largeurs des fonctions considérées s'écrivent symboliquement : $d = g \oplus f \oplus c$ et $\epsilon = a \oplus d$; on peut effectuer les calculs correspondants et définir une "finesse limite" $N_D = \frac{\Delta\sigma}{d}$ et une "finesse d'étalon" $N_E = \frac{\Delta\sigma}{\epsilon}$. (ϵ , d : largeurs de E , D).

Les anneaux à l'infini donnés par l'étalon sont analysés par un trou explorateur situé au foyer d'une lentille et centré sur l'incidence nulle (fréquence associée : σ_c).

Ce trou ne peut être infiniment fin. On appellera i_M l'angle maximum sous lequel il est vu du centre de la lentille focalisatrice, et σ_M la fréquence associée à i_M . La largeur en fréquence du trou est la quantité $f_t = \sigma_M - \sigma_c = i_M^2 / 2\sigma_c$; il transmet les fréquences de la bande $\sigma_M - \sigma_c$ avec une transmission égale à 1 et arrête les autres : sa fonction transmission est un créneau F_t de largeur f_t .

Le balayage des anneaux se fait par variation linéaire en fonction du temps de la pression $\overline{w}$ du gaz contenu dans l'enceinte de l'étalon, donc de l'indice de ce gaz d'après $n = 1 + r\overline{w}$ ($r \simeq 3.10^{-4}$) et du nombre d'onde associé à une fréquence donnée d'après (III.7) puisque la variation de n est petite.

Le déroulement du papier de l'enregistreur est également linéaire en fonction du temps. Les abscisses sur l'enregistrement sont donc proportionnelles aux nombres d'ondes.

Les ordonnées, d'autre part, sont proportionnelles au courant débité par le photomultiplicateur placé derrière le trou donc au flux que celui-ci laisse passer.

Il en résulte : $Y = S * W$ (III.9)

Y fonction enregistrée

S fonction source

W fonction appareil : $E * F_t = A * (G * F * T) * F_t$

On peut définir et calculer une finesse et une résolution instrumentales $N_W = \frac{\Delta\sigma}{w}$ et $R_W = \frac{\sigma}{w}$, une finesse et une résolution enregistrées $N_y = \frac{\Delta\sigma}{y}$ et $R_y = \frac{\sigma}{y}$.

Les deux dernières quantités se déduisent des enregistrements. Elles se réduisent aux grandeurs instrumentales correspondantes si la largeur de la source est très petite.

A l'inverse, Y sera d'autant plus semblable à S que la largeur de W sera petite, c'est-à-dire que résolution et finesse seront meilleures ; mais chercher à atteindre un tel résultat est équivalent à "fermer les fentes" dans un spectrographe : il faut prendre un trou très fin, des pouvoirs réflecteurs élevés : il en résulte une perte importante sur la luminosité (définie comme le rapport $L = \Phi_M / B_M$ du flux maximal transmis à la brillance maximale de la source).

III-2.2. Adaptation monochromateur - Interféromètre.

— La bande passante de l'étalon n'est pas unique : la fonction A est périodique en $(\sigma - \sigma_i)$, de période $\Delta\sigma$, en prenant pour σ_i une des déterminations possibles. L'interféromètre traite donc de la même façon toutes les radiations qui diffèrent entre elles de $P\Delta\sigma$ (P entier) en négligeant la variation de m et de A_M avec σ . Si on veut éviter une superposition d'ordres inextricables, il faut isoler dans le spectre à analyser une bande de largeur $\Delta\sigma$ à l'aide d'un monochromateur, de résolution au moins égale à $R_m = 10.000$ dans notre cas ($\Delta\sigma = 4$ ou 5 cm^{-1}).

D'autre part, le monochromateur doit fournir à l'étalon l'étendue que celui-ci peut admettre, si on veut utiliser ses qualités de luminosité. (Le faisceau doit couvrir les lames sous une incidence suffisante pour que la fraction d'anneau admise par le trou explorateur existe effectivement).

L'étendue plane horizontale nécessaire vaut alors :

$$\frac{D_x^2 \sqrt{2}}{\sqrt{R_{FP}}} \quad (R_{FP} \text{ résolution du Fabry-Pérot, } D_x \text{ largeur utilisée sur les lames}).$$

Celle que peut fournir le monochromateur utilisé en montage Littrow est $\frac{2M \sin\psi}{R}$ (M : longueur de la partie striée du réseau, ψ : angle de blaze, R : résolution) il en résulte que R devrait être inférieur à une "résolution d'adaptation" $R_A = \frac{M \sin\psi}{1,4 D_x} \sqrt{R_{FP}}$, soit, ici, env. 500.

Les deux conditions pour R sont évidemment incompatibles : le problème ne trouve en général sa solution que dans l'emploi d'une chaîne d'étalons.

(Les étendues planes verticales ne soulèvent généralement pas de difficulté parce que la hauteur des fentes du monochromateur peut être prise bien plus grande que leur largeur).

La situation s'améliore beaucoup si le spectre est vide de radiation gênante au voisinage de la longueur d'onde à étudier, ce qui était heureusement le cas pour nous.

La raie la plus proche de $\sigma_0 = 39.424,1 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda_0 = 2536,5 \text{ Å}$) est $\sigma_1 = 39.451,3 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda_1 = 2534,8 \text{ Å}$). Si on cherche à éliminer (σ_1), la résolution nécessaire est de l'ordre de 1500 ($\sigma_1 - \sigma_0 = 27,2 \text{ cm}^{-1}$). Mais on peut admettre cette radiation parce que son intensité est environ 500 fois plus faible que celle de la radiation (σ_0) ; ceci permet d'ouvrir largement les fentes, ou de les remplacer par des trous et supprime tout problème.

En pratique les trous utilisés avaient 10 mm de diamètre, ce qui correspondait à une bande passante d'environ 180 cm^{-1} dont nous n'avons pas calculé la forme. (C'est une fonction $M = C * C$, mais elle intervient en multiplication ordinaire dans le calcul des flux ; il suffit de voir que deux raies Brillouin distantes de 3 ou 4 cm^{-1} sont transmises avec des coefficients égaux, très voisins de la transmission maximale, si la bande passante est correctement centrée sur σ_0).

Avec une bande passante aussi large, le problème de la superposition des ordres se pose à nouveau quand on étudie le spectre de diffusion, si les largeurs du phénomène et de la fonction appareil ne sont pas négligeables.

Nous étudierons l'empiètement partiel des courbes enregistrées de façon semi-empirique ; au Par.V.III.

III-2-3. Choix des caractéristiques de l'interféromètre.

Epaisseur. La question est de répartir au mieux les raies à étudier dans un intervalle entre ordres. Supposons par exemple que le spectre comporte un seul doublet Brillouin d'écart en fréquence connu et un résidu non négligeable de fausse diffusion : une bonne disposition est celle de la figure III.8 (Cf.Pl. XVII). L'épaisseur de l'étalon est alors déterminée par $e = \frac{1}{2\Delta\sigma}$.

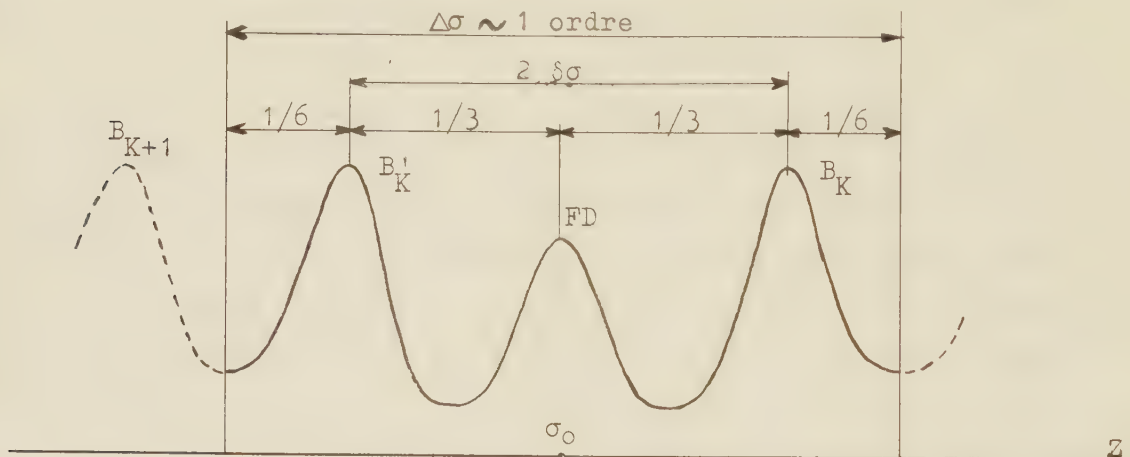


Fig.III.8

En fait, il peut y avoir plus d'un doublet, la fausse diffusion peut ne pas exister ou être réabsorbée, les écarts en fréquence varient d'un cristal à l'autre : le choix de e résulte d'un compromis. Les deux valeurs $e_1 = 1$ mm et $e_2 = 1,25$ mm nous ont paru les mieux adaptées à l'ensemble du problème ($\Delta\sigma_1 = 5$ cm⁻¹, $\Delta\sigma_2 = 4$ cm⁻¹).

Résolution - choix des couches. La largeur de la fonction enregistrée est $y = (s * d) * (a * f_t)$. Dans cette somme symbolique, les deux premiers termes sont maintenant déterminés : s vaut 100 mk pour la raie excitatrice et environ 150 mk pour les raies Brillouin ; $d = \frac{\Delta\sigma}{N_D}$ et N_D ne dépend que de la qualité des lames et du réglage. (N_D prévu : 17 ; N_D obtenu ≈ 13).

D'autre part, la largeur y , est une donnée du problème en ce sens qu'on impose par exemple une certaine finesse enregistrée N_y (N_y fixe le nombre de raies que l'on peut placer dans un ordre dans que la superposition des pieds soit trop gênante) ou, ce qui revient au même puisque l'épaisseur est fixée, une certaine résolution enregistrée B_y .

Des résolutions $R_y \sim 250.000$ ($y \sim 150$ mk) auraient été nécessaires pour séparer les composantes transversales dans les cas les plus critiques. Il était impossible de les atteindre puisque le phénomène a déjà une largeur apparente de 150 mk dans les conditions de nos expériences.

Compte tenu de la finesse limite des lames, il a paru souhaitable d'obtenir une finesse instrumentale de l'ordre de 10, correspondant à une finesse enregistrée voisine de 8. ($R_y \sim 70.000$). Il en résulte $y_1 \simeq 630$ mk avec l'étalon de 1 mm et $y_2 \simeq 500$ mk avec l'étalon de 1,25 mm.

La question est alors celle-ci : comment déterminer a (le pouvoir réflecteur des lames) et f_t (le diamètre du trou explorateur) pour obtenir la plus grande luminosité compatible avec la résolution demandée ? (Il est évident qu'une infinité de couples a, f permettent d'obtenir cette résolution mais qu'il serait peu intéressant d'associer par exemple un trou extrêmement fin et un pouvoir réflecteur très faible ; on peut penser qu'il existe un meilleur compromis).

Ce problème est un cas particulier de ceux qu'a envisagés R. Chabbal dans sa thèse. Les démonstrations sont trop longues pour être rappelées, nous donnerons seulement le résultat : dans notre cas la meilleure luminosité est obtenue quand $f_t/a \simeq f_o/a_o$ où f_o et a_o sont déterminés par $f_o * (s * d) = y$ et $a_o * (s * d) = y$ comme on doit avoir : $s * d * a * f_t = y$, on dispose du nombre d'équations de convolution voulu pour résoudre le problème. On trouve :

$$\begin{cases} a_1 = 220 \text{ mk} \\ f_1 = 380 \text{ mk} \end{cases} \quad \begin{cases} a_2 = 170 \text{ mk} \\ f_2 = 300 \text{ mk} \end{cases}$$

Nous avons utilisé en pratique un trou de 400 mk et des miroirs à 9 couches (sulfure de plomb - cryolithe)^(*) donnant initialement :

$$a_1 = 180 \text{ mk} \quad \text{et} \quad a_2 = 110 \text{ mk}$$

Des miroirs à 7 couches auraient donc suffi, mais les couches évoluent dans le temps dans le sens d'une diminution de R donc d'une augmentation de a, ce qui les rapprochait de la valeur optimale.

[Rappelons l'avantage décisif que présentent les miroirs multi-diélectriques sur les miroirs métalliques : pour $R \sim 0.90$, $A \sim 0.03$ la transmission maximale A_M était proche de 0.50 ; elle serait tombée à 0.01 avec des miroirs d'Aluminium de même pouvoir réflecteur (d'après Burridge, Kuhn, Pery - Proc. Phys. Soc. 1953.B-66,963)].

III-2.4. Les fonctions enregistrées obtenues à partir de la raie excitatrice et des raies Brillouin ont pour équation :

$$(III.10) \quad Y^o = S^o * W \quad \text{et} \quad Y_1 = B_1 * W$$

La structure enregistrée doit être, d'après (III.6) :

$$(III.11) \quad Y = a_o Y^o (\sigma - \sigma_o) + \sum_1 \alpha_1 Y_1 (\sigma - \sigma_{+1})$$

en négligeant la superposition partielle des courbes. Les fonctions W résultent de convolutions successives et sont d'un type compliqué, qu'on ne peut évaluer qu'approximativement ; elles avaient pour largeur $w_1 \sim 500 \text{ mk}$ et $w_2 \sim 400 \text{ mk}$ ^(**).

(*) - Les lames de l'étalon ont été traitées à la Faculté des Sciences de Caen, grâce à l'extrême obligeance de Mr. le Professeur Giacomo.

(**) - Les caractéristiques des interféromètres sont précisées au Par. IV-4.4.

CHAPITRE IV - APPAREILLAGE

Les planches I II III donnent une vue d'ensemble du montage réalisé. Son fonctionnement peut être schématisé de la façon suivante :

- La source S, à Hg_{202} est excitée par le générateur haute fréquence R. On forme l'image de S sur le cristal Cr (ou sur un miroir m). La lumière diffusée (ou réfléchi) à 90° éclaire le trou d'entrée du monochromateur à réseau M. On peut interposer un analyseur sur le trajet du faisceau (Foucault F).

Le monochromateur isole une bande spectrale large, mais vide de radiation gênante, au voisinage de $\sigma_0 = 39.424 \text{ cm}^{-1}$; on forme l'image du trou de sortie sur l'interféromètre F.P., placé dans une cloche étanche. La rentrée d'air ou d'azote RA permet de faire varier la pression linéairement en fonction du temps.

Les anneaux défilent dans le plan du trou explorateur T ; on peut interposer une cuve chauffée contenant du mercure isotopique sous vide (C).

Le courant du photomultiplicateur Pm, placé dans une enceinte refroidie, est enregistré sur un graphispot Sefram par l'intermédiaire d'un nanoampèremètre Lemouzy utilisé en adaptateur d'impédances.

Un dispositif auxiliaire (miroir m', monochromateur M', photomultiplicateur, alimentation, nanoampèremètre et enregistreur P'_m , A', N'_a , E') sert à contrôler l'émission de la lampe en cours d'enregistrement.

Un autre dispositif : lentille, photomultiplicateur, alimentation, galvanomètre (L'' , P''_m , A'', G) a été utilisé pour diverses mesures concernant la source et le miroir m.

Enfin, des couples thermoélectriques C_t et C'_t permettent de connaître la température de la cuve et de l'enceinte refroidie.

Nous nous proposons d'étudier la réalisation et la mise au point des différentes parties du montage.

IV- 1. SOURCES -

Nous nous sommes attachés à réaliser des sources isotopiques adaptées à nos besoins, c'est-à-dire ayant une surface suffisante pour que leur image couvre le cristal sous l'angle solide voulu et émettant à $2537 \text{ \AA}$ une raie intense et fine. Il était également souhaitable que l'émission soit peu sensible aux conditions d'excitation et de refroidissement.

IV-1-1. Une bonne solution est d'utiliser des lampes à excitation haute fréquence sans électrode, dont la fabrication est en principe très simple :

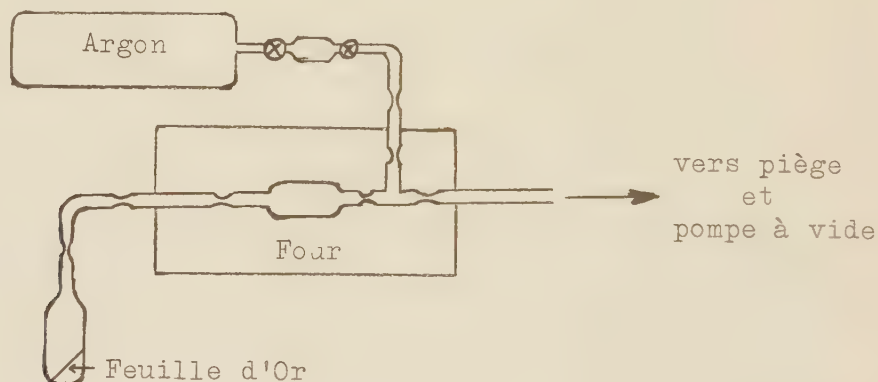


Fig.IV.1

La future lampe est placée dans un four et soigneusement dégazée sous grand vide ; on distille le mercure isotopique, déposé sur feuille d'or par électrolyse de la solution nitrique fournie par le laboratoire d'Oak-Ridge, en chauffant la tubulure T de place en place et en soudant les étranglements successifs. On introduit alors la quantité d'Argon chimiquement pur jugée nécessaire, à partir du réservoir A et on isole la lampe du reste de

l'installation par scellement sous vide. Le montage réalisé au laboratoire a fonctionné de façon satisfaisante^(*).

Nous avons utilisé, pour l'excitation un générateur Microtherm de la Raytheon Company, à magnétron, qui émet des ondes de 2450 MHz ($\lambda = 12,2 \text{ cm}$) avec une intensité réglable. L'avantage de l'emploi des ondes très courtes est de retarder l'absorption du mercure par les parois de la lampe constatée par divers auteurs (On peut "reformer" par chauffage une lampe "durcie", mais les résultats ne sont généralement pas bons).

Plusieurs procédés de couplage entre la lampe et le générateur V.H.F. sont possibles. La Maison fournit deux réflecteurs hémisphériques à coaxial de diamètre différent et un réflecteur à antenne en forme de gouttière ; nous avons aussi utilisé une cavité résonnante à accord variable fabriquée au laboratoire.

IV-1-2. Une étude systématique des sources a été faite en agissant sur les paramètres suivants :

- Quantité de mercure distillé dans la lampe, pression de l'argon, forme et dimensions des lampes ;
- Conditions d'excitation : choix du procédé de couplage, puissance, addition d'antennes, action d'un champ magnétique constant ;
- Conditions de refroidissement : une ou plusieurs souffleries d'air, circulation d'eau à température variable.

Les mesures ont été faites soit à résolution moyenne, (20.000 à 90.000) : monochromateur utilisé en spectroscopie enregistreur ou F.P. de faible épaisseur, soit à grande résolution (900.000) : F.P. de 5 mm diaphragmé, utilisé avec un trou explorateur de petit diamètre.

(*) - Pour des précisions sur la réalisation et certains des résultats ci-après, voir le D.E.S. de R. Dussarrat avec qui l'installation a été mise au point.

Nous nous contenterons de résumer les résultats de ce travail préliminaire.

— La quantité de mercure n'a pratiquement aucune influence sur la luminance des lampes, mais elle ne doit pas être inférieure à 2 mg, pour éviter de grosses difficultés lors des premiers allumages.

— La pression de l'argon est aussi sans grande influence si elle est comprise entre 2 et 8 mm de Hg (2 mm paraît être un optimum). L'élargissement Lorentz est par ailleurs négligeable. Une pression de l'ordre de 12 mm de Hg rend l'allumage difficile ou impossible.

— Des formes et des dimensions différentes ont été essayées.

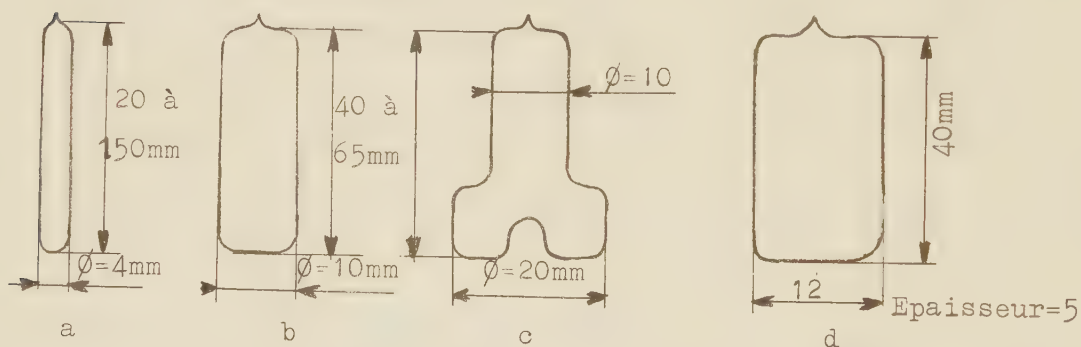


Fig. IV.2

D'une façon générale, la luminance est plus grande pour les lampes de faible diamètre (20 à 30 % de gain de b à a). Des étranglements (sur des lampes b) ou des renflements (c) ne présentent pas d'intérêt. La luminance des lampes d est parmi les meilleures qui aient été obtenues.

— L'adjonction de petites antennes parallèles à la lampe facilite les premiers allumages mais ne donne pas de bons résultats par la suite ; l'action d'un champ magnétique constant s'est aussi révélée sans intérêt.

— L'étude de la luminance en fonction de la puissance émise par le Raythéon, du dispositif de couplage (cavité résonante en particulier) de la place de la lampe dans le champ et du refroidissement a permis de dégager la conclusion suivante :

Il n'est pas souhaitable de transférer trop d'énergie à la source ou d'augmenter la température de fonctionnement (à $\lambda = 2537 \text{ A}^\circ$ cette conclusion n'est pas exacte pour les autres radiations).

La planche IX montre l'évolution de la raie 2537 A° émise par une lampe à mercure 202 refroidie par un courant d'eau à température variable, étudiée à grande résolution. L'intensité commence par augmenter mais la largeur croît plus vite que la loi en $\sqrt{T}$ de l'effet Döppler et il se produit une auto-absorption de plus en plus importante aboutissant au renversement complet.

(Les changements de forme et les élargissements qui paraissent considérables à cette résolution sont négligeables dans les conditions "standards" des enregistrements Brillouin, du moins jusqu'à $\theta \sim 50^\circ$).

Si on augmente la puissance émise par le Raythéon en maintenant constantes les conditions de refroidissement de la lampe ou si on réalise des couplages de plus en plus serrés, on obtient des courbes tout à fait analogues à celle de la PL IX.

On peut penser que le phénomène important est l'auto-absorption dans la source elle-même : l'émission a bien tendance à augmenter mais elle est limitée par un phénomène qui croît plus vite qu'elle à partir d'un certain seuil^(*).

L'hypothèse ci-dessus paraît confirmée par l'étude des sources à mercure naturel. Un arc Dupeyrat, à grande intensité et faible pression, refroidi par une circulation d'eau, présente un maximum de l'émission à 2537 A° pour un régime relativement faible : $15 \text{ A } 20^\circ$.

De même la planche VIII montre que l'importance relative des composantes hyperfines est variable avec les conditions de refroi-

(*) - En augmentant la puissance de l'émetteur, avec un couplage serré et un faible refroidissement, il apparaît un autre phénomène : la colonne lumineuse se fractionne en stries hélicoïdales tournant à grande vitesse.

dissement (arc Ottens H.T. fig.2-3) ou le régime (source H.F. fig.4-5) ce qui peut être du à des "équilibres" absorption - émission différents parce que les abondances des isotopes sont elles-mêmes différentes.

L'importance croissante, dans les mêmes conditions, des composantes dues aux résidus des isotopes autres que Hg_{202} , dans une source isotopique nous paraît avoir la même origine. On peut remarquer que la raie Hg_{198} par exemple a sensiblement même intensité à 74° que la raie Hg_{202} à 20° , bien que Hg_{202} soit 95 fois plus abondant que Hg_{198} dans le mercure utilisé (Pl. IX).

En conclusion, les meilleurs résultats ont été obtenus avec une puissance d'excitation moyenne (Raythéon à 40 % de sa puissance maximale), un faible couplage (petit réflecteur hémisphérique, extrémité de la lampe à 1 cm environ de l'extrémité du coaxial) et un redroïdissement énergique par soufflage d'air. Un bon critère pratique est que la lampe doit rester fiède pendant son fonctionnement.

IV-1-3. Homogénéité et stabilité de l'émission.

- a) Les lampes plates ont été retenues pour les expériences de diffusion. Nous avons besoin de savoir si leur émission dépendait du point choisi sur la surface.

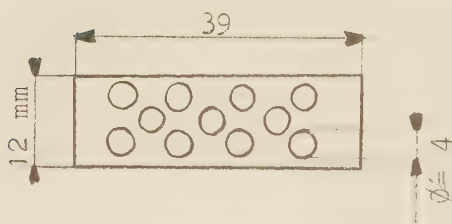


Fig.IV.3

L'expérience a été réalisée à résolution moyenne (F.P. 1,25 mm) ; on faisait l'image antérieure du trou d'entrée du monochromateur (cercle de 4 mm de diamètre) en divers points de la source comme l'indique la fig.IV-3. La hauteur des anneaux servait de mesure à la brillance.

Pour les 11 points étudiés, l'écart moyen était de 10 ‰, mais l'écart entre la brillance moyenne de la lampe et la brillance au centre n'était que de 2,5 ‰, ce qui aura de l'intérêt par la suite.

- b) On pouvait aussi se demander si l'émission suivait la loi de Lambert : des mesures ont montré que l'intensité émise dans une direction à 9° de la normale à la surface était environ 80 ‰ de l'intensité émise suivant cette normale.

Il était inutile d'obtenir des résultats plus précis. La question que l'on sera amené à se poser pour l'interprétation des enregistrement est en effet la suivante : en appelant Ω l'angle solide déterminé par la monture du condenseur et ω un angle solide bien plus petit dont la signification sera précisée ($\Omega = 81,5$ mstrd ; $\omega = 1,04$ mstrd) quel rapport existe-t-il entre les flux $(\Phi_{\Omega})_S = C_{te}$ et $(\Phi_{\omega})_S = C_{te}$ que l'on recueille dans les images géométriques en vraie grandeur de la source obtenue sous les angles solides Ω et ω ?

Cette question est évidemment liée aux aberrations du condenseur L_1 était constitué de deux lentilles plan-convexes en Ultrasil de distance focale 39 cm, de diamètre 5,8 cm. Une seule lentille donne une aberration de sphéricité intolérable pour une évaluation précise des flux ; il eut mieux valu utiliser un ensemble de 4 lentilles permettant de minimiser cette aberration et de travailler à plus grande ouverture mais nous n'en disposions pas à ce moment là.

Nous avons déterminé expérimentalement le rapport $R_{\omega} = \left(\frac{\Phi_{\Omega}}{\Phi_{\omega}} \right)_S = C_{te}$ en faisant une image de la source sur la photocathode d'une UVP 51 diaphragmée de la même manière que le cristal lui-même, avec un faisceau d'ouverture variable, (dispositif P''_m , A'', G - Pl. I-II). Ces manipulations ont été répétées plusieurs fois et confirmées par des mesures avec une sphère intégrante.

On a trouvé que le flux était proportionnel aux angles solides pour les petites valeurs des angles seulement.

Avec : $\omega = 1,04$ mstrd $\omega' = 9,70$ mstrd et $\Omega = 81,5$ mstrd,
on a obtenu :

$$r_{\omega} = \frac{\Phi_{\omega'}}{\Phi_{\omega}} = 9,1 \quad \text{pour} \quad \frac{\omega'}{\omega} = 9,33$$

$$R_{\omega'} = \frac{\Phi_{\Omega}}{\Phi_{\omega'}} = 7,32 \quad \text{pour} \quad \frac{\Omega}{\omega'} = 8,40$$

$$R_{\omega} = \frac{\Phi_{\Omega}}{\Phi_{\omega}} = 62 \quad \text{pour} \quad \frac{\Omega}{\omega} = 78,4$$

- c) La nature de la lumière émise a également fait l'objet de mesures :
cette lumière était naturelle à 2 ou 3 % près, c'est-à-dire que le rapport des intensités des deux composantes incohérentes polarisées verticalement et horizontalement était égal à 1 à cette précision, donc, en fait, à la précision des mesures.
- d) Il a été jugé utile de contrôler l'émission des sources pendant les enregistrements Brillouin : pour cela, un petit miroir m' (Pl.I) recueillait une partie du flux émis par l'avant de la lampe et le renvoyait sur la fente d'entrée d'un monochromateur M' réglé pour $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ suivi d'un photomultiplicateur et d'un nanoampèremètre ; le courant était enregistré par un millivoltmètre Philips (E').

(Il est nécessaire d'opérer dans les conditions ci-dessus : nous avons vérifié qu'il n'y a pas de corrélation simple entre des flux visible et ultraviolet et des flux émis par la face avant et la face arrière).

L'expérience a alors montré qu'en maintenant raisonnablement constante, par retouches, la puissance du Raythéon, la brillance de la source ne variait certainement pas de plus de 5 % pendant des enregistrements qui ont duré, dans certains cas, une dizaine d'heures.

IV-1-4. Résultats et comparaison avec d'autres sources.

— La largeur en fréquence des raies a été mesurée à grande résolution avec le F.P. de 5 mm. Elle variait entre 90 et 120 mk avec les conditions d'excitation et de refroidissement.

— Nous avons pris comme étalon de luminance un arc Ottens non refroidi en le maintenant dans des conditions aussi reproductibles que possible ; on comparait des flux totaux mesurés à l'aide du monochromateur utilisé en spectrographe enregistreur ou des hauteurs d'anneaux donnés par le F.P. 5 mm, en prenant la somme des cinq composantes pour l'Ottens.

Nous avons trouvé, avec la luminance de l'Ottens non refroidi comme unité et en schématisant un peu les résultats :

- Luminance de l'arc Ottens refroidi par courant d'air : $\frac{1}{3,5}$
- ↳ Luminance de l'arc Dupeyrat à son meilleur régime : 1,5
- Luminance d'une bonne lampe H.F. à mercure naturel : 4
- Luminance d'une bonne lampe H.F. à mercure isotopique : de 1 à 1,2.

Ceci signifie qu'en ajustant au mieux les conditions expérimentales on arrive à avoir avec une source isotopique HF à peu près autant d'énergie dans une seule raie fine que dans les 5 composantes de la raie d'émission d'un arc Ottens ou Dupeyrat, toutes choses égales par ailleurs.

Il faut remarquer que ces 5 composantes ont à peu près même intensité, dans ces conditions (Pl. VIII, Fig.3) ; la "raie" que l'on obtient à résolution moyenne (90.000) a une largeur bien plus grande que la raie isotopique.

Nous comparions en fait des énergies ; des comparaisons de hauteurs sur des enregistrements à $R_w = 90.000$ eussent été encore plus favorables aux sources isotopiques (Cf. Pl. X-2 et 4, où la source à mercure naturel est une source HF, émettant donc 3 ou 4 fois plus d'énergie que la source à Hg_{202}).

Ces résultats sont un peu surprenants. Ils sont peut être liés à l'équilibre émission-absorption dont nous avons parlé ; ils le sont d'autre part, à ce que la répartition de l'énergie entre les principales raies du spectre, variable d'une source à l'autre, se trouve être en faveur des lampes HF : on obtient le tableau suivant en brillance énergétique et en ramenant à 100 la brillance totale.

λ	2537	4047	4358	5461	5770	5791
Arc Ottens	19	8	22	30	10,5	10
Arc Dupeyrat 15 A 20°	2,5	5	11	30	26	24,5
Arc HF sans électrode	27	1,7	35	20	8,3	8

Il s'ensuit que les conclusions ci-dessus ne sont pas valables dans le visible : l'arc Dupeyrat par exemple a alors une brillance entre 5 et 50 fois plus grande qu'une lampe HF sans électrode suivant la raie considérée.

IV - 2. PLATEFORME - (Pl.III)

Suffisamment lourde et rigide, elle est pourvue d'un cercle gradué permettant de placer le cristal ou le miroir m dans des orientations connues ; une double glissière autorise les translations suivant deux directions rectangulaires.

Le condenseur L_1 et la source elle-même sont liés rigidement à la partie mobile de la plateforme ; le bâti qui les porte appuie sur la table du montage par un système de billes permettant les déplacements repérés par un index. La raison d'être de ce dispositif

est donnée au paragraphe V-1 ; il autorise de plus les rotations de l'ensemble source-condenseur par rapport au cristal ce qui permettrait des études de diffusion sous des angles différents de 90° .

Pour les expériences en fonction de la température, la plateforme a été remplacée par un four à résistance ou une enceinte refroidie à l'azote liquide décrits au chapitre IX.

IV - 3. MONOCHROMATEUR -

C'est un monochromateur à réseau, montage Ebert-Fastie [29], pourvu d'un entraînement linéaire en nombres d'onde utilisé pour certaines expériences préliminaires.

Le réseau a 2160 traits/mm, la partie striée mesure $76 \times 65 \text{ mm}^2$ et le montage est au blaze pour 2537 Å dans le deuxième ordre. La résolution théorique est donc 328.000 (avec les trous de 10 mm, la résolution est de l'ordre de 400).

Quelques améliorations simples ont été apportées à l'appareil pour faciliter les réglages et l'utilisation.

Un polariseur de Foucault escamotable a été ajouté derrière le trou d'entrée (Pl.I et II).

Il apparaît une difficulté due à ce que le réseau polarise fortement la lumière dans l'ultraviolet.

En appelant τ_v et τ_h les transmissions pour les faisceaux polarisés verticalement et horizontalement, nous avons trouvé :

λ	2537	4358	5461
$\frac{\tau_v}{\tau_h}$	3,80	3,54	1,36

Le rapport $\frac{\tau_v}{\tau_h}$ dépend donc beaucoup de la longueur d'onde ce qui tient sans doute à la valeur du pas du réseau (0,5 μ).

On peut remarquer que ces chiffres sont des chiffres globaux, en ce sens que les mesures étaient faites par enregistrement d'anneaux et tenaient compte d'une éventuelle différence de réponse du reste du montage (FP, cellule) aux deux états de polarisation. Cette éventualité est peu probable mais c'était bien cette réponse globale qui devait être prise en compte dans les calculs ultérieurs.

IV - 4. INTERFEROMETRE ET DISPOSITIF EXPLORATEUR -

Cette partie du montage a demandé une longue mise au point. Il fallait en effet utiliser toute la surface des lames à cause de la faible intensité du phénomène ; un étalon de 1 mm devient alors difficile à bien régler avec les dispositifs conventionnels et nous ne pouvions accepter de trop pendre sur la finesse, vue la complexité du spectre à enregistrer ; d'autre part, il nous a été impossible d'obtenir un réglage stable, ce qui était très gênant pour les mesures d'intensités.

En définitive, nous avons eu de bons résultats à partir d'éta-
lons à cales adhérentes de Jobin-Yvon.

IV-4-1. Réalisation.

- a) Interféromètre. Les planches IV et V sont des coupes schématisées de l'interféromètre dans sa cloche.

Les lames L sont en quartz épais (17 mm) ; elles sont taillées en prisme de petit angle, comme il est habituel, pour éviter les réflexions parasites ; trois cales cylindriques en silice, c, les maintiennent à l'écartement voulu ; ces cales sont collées par adhérence optique.

Les lames s'appuient sur le fond de la monture par l'intermédiaire des 3 billes b qu'un dispositif de réglage permet d'amener exactement à l'aplomb des cales.

Maintenir l'étalon dans l'espace pose un problème parce qu'il faut éliminer aussi bien les risques de déréglage que de trop fortes contraintes qui déformeraient les surfaces. Après un certain nombre d'essais, nous avons adopté la solution suivante : les lames s'appuient sur 12 petits tubes de matière plastique, de dureté voulue, partiellement noyées dans la couronne C, suffisamment massive et rigide ; cette couronne est maintenue dans la monture par un jeu de 6 vis v, qui permettent en outre un réglage fin en position. (Pl.V).

Trois billes fixées aux ressorts R appuient sur les lames à l'aplomb des 3 cales de silice. Les ressorts peuvent être plus ou moins bandés, pour assurer le réglage fin du parallélisme, par l'intermédiaire de vis commandées de l'extérieur de la cloche ; cette manoeuvre se fait à l'aide de 3 petites transmissions Cardan pour éviter une trop grande rigidité du système ; une des tiges intermédiaires est en plexiglass et les cardans peuvent être désa-couplées pour couper la transmission de la chaleur ; l'étanchéité est assurée par 3 joints Wilson.

La monture repose sur la fausse platine P par un emboîtement trait-point-plan, ce qui permet de remplacer un interféromètre par un autre sans perte de temps. P repose elle-même sur le fond de la cloche par un jeu de billes qui autorise les rotations de l'ensemble autour d'un axe vertical (réglage fin d'orientation du FP). Ces rotations sont commandées de l'extérieur à l'aide du dispositif de la Pl.V.

- b) Rentrée d'air. Le dispositif est tout à fait classique [33]. Le moteur M entraîne le contact c linéairement en fonction du temps, l'air ou l'azote entre par le capillaire C_a , la pression augmente.

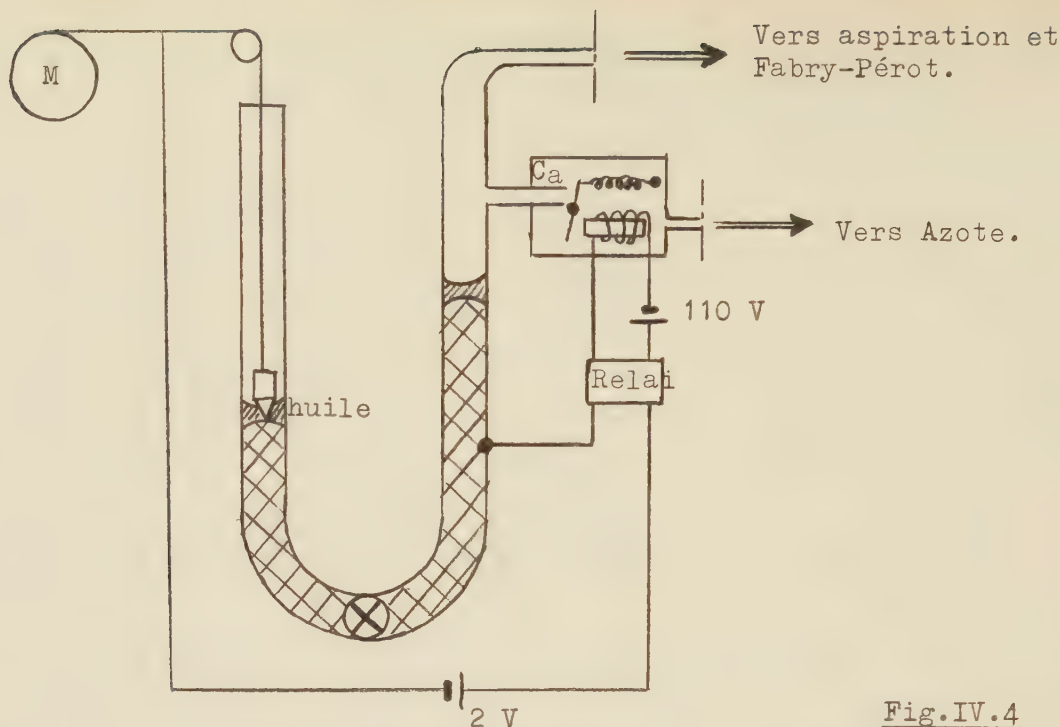


Fig.IV.4

Le mercure rejoint c, ce qui provoque la fermeture du capillaire etc... La variation de pression utile se faisait en 20 minutes environ. La pression devrait varier dans la cloche suivant une loi en escalier, mais on obtient facilement un filtrage des oscillations en réglant l'amortissement du mercure (robinet R) et en jouant sur la longueur et le diamètre des canalisations. Le tube dans lequel se déplace le mercure doit être calibré ; les relais évitent les étincelles au niveau de c. Il est bien préférable de faire entrer dans la cloche de l'azote sec ou de l'argon, pour assurer la conservation des couches multidiélectriques. La cloche était pourvue d'un manomètre de précision permettant un marquage des pressions sur les enregistrements et certains réglages.

La linéarité du dispositif n'est pas parfaite en bout d'échelle ; pour les fortes et faibles pressions, les longueurs sur l'enregistrement sont respectivement inférieures ou supérieures de 1,5 % à ce que donnerait une loi linéaire. Il en résulte qu'un quart environ de l'interférogramme n'est pas utilisable sans correction. (un dispositif d'asservissement pression-déroulement du papier est à l'étude).

- c) Trou explorateur. Sa particularité est d'avoir été muni d'un réglage fin, à déplacements repérables comme l'indique la Pl.VI, parce qu'initialement nous faisions les centrages par photographie des anneaux ; il est plus rapide de faire des réglages à l'oeil, en enduisant la partie p de peinture fluorescente : cette méthode a donné de bons résultats [Par.IV-4-2].

On disposait d'un jeu de pièces telles que t bien ajustées dans la monture m, ce qui permettait en particulier, de changer facilement le diamètre du trou explorateur.

IV-4-2. Réglages.

Les lames de l'étalon doivent être conjuguées du trou de sortie du monochromateur [35], la cathode du multiplicateur, d'un plan d'éclairement uniforme [Par.IV-5]. La figure montre la conjugaison réalisée.

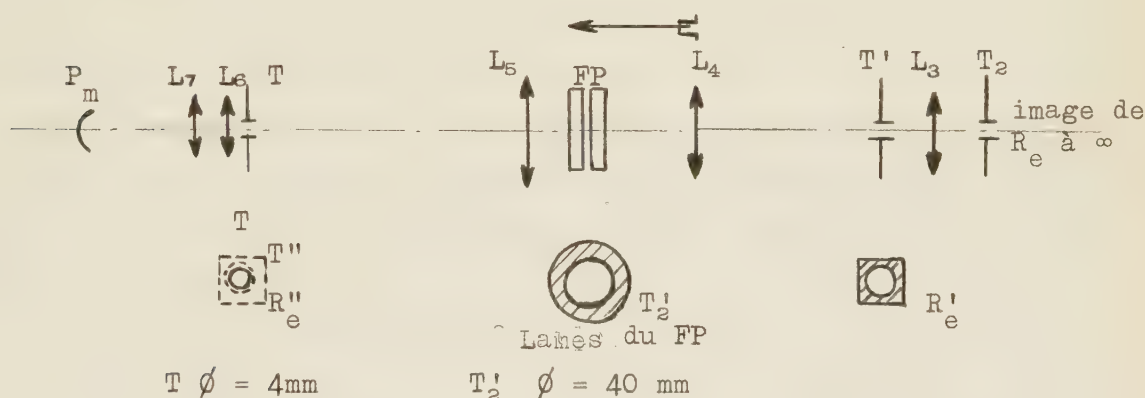


Fig.IV-5

La lentille L_3 fait une image du réseau à son foyer, sur le trou T' . L'ensemble afocal (L_3, L_4) conjugue T_2 et F.P.. On peut obtenir les grossissements 4, 8 et 16 en changeant L_3 et en déplaçant L_4 . Avec le grossissement 4 qui a été utilisé, on obtient sur l'étalon une image T_2' légèrement plus petite que la surface utile des lames.

La lentille L_5 focalise les anneaux sur le trou explorateur T , de 3,6 mm de diamètre, plus petit que l'image T'' de T' (il est préférable que T'' ne joue pas le rôle de trou explorateur). Le dispositif $L_6 L_7$ conjugue l'étalon et la cathode du photomultiplicateur.

Les mises au point doivent être faites dans l'ultra-violet, ce que l'on rend plus facile en recouvrant de peinture fluorescente les bords des trous T_1 , T_2 , T et T' .

On centre T' sur l'image du réseau et on amène l'image de retour donnée par les faces traitées de l'étalon à coïncider avec ce trou. Le faisceau est alors perpendiculaire aux lames et T'' centrée sur les anneaux et sur l'image du réseau. Il suffit de centrer T et T'' et de chercher la meilleure position de la cellule.

On peut vérifier la qualité du réglage de la façon suivante ; la pièce t (Pl.VI) est remplacée par une pièce analogue dans laquelle on met un disque de pellicule dont le centre est repéré ; on photographie les anneaux, en ajoutant une lentille défocalisatrice pour avoir un champ angulaire suffisant, et le réseau en enlevant le trou T' et en faisant une pose assez longue pendant laquelle on balaie plusieurs ordres ; le cliché est projeté avec un grandissement 10 par exemple et il est facile de vérifier que les deux images ci-dessus sont centrées l'une sur l'autre et sur le trou explorateur ; les corrections éventuelles peuvent être calculées (il faut aussi retoucher la lentille L_4).

En pratique, le réglage à la loupe sur fluorescent a donné de bons résultats et les retouches étaient inutiles ; l'intérêt du procédé ci-dessus est seulement de permettre un réglage avec des sources très faibles.

Bien que l'étalon soit préréglé grâce aux cales adhérentes, il est nécessaire de procéder à un réglage fin. La technique suivante a donné de bons résultats.

On place sur la fenêtre d'entrée de la cloche un diaphragme circulaire percé de trois trous de petit diamètre comme l'indique la figure IV.6 ; ce diaphragme peut tourner autour de l'axe du

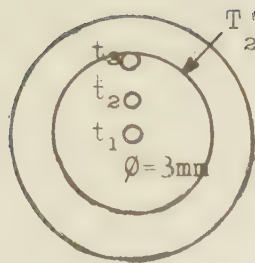


Fig.IV.6

faisceau incident. On utilise t_1 et on règle la pression pour être sur le sommet d'un anneau ; on note cette pression et la déviation de l'appareil de mesure. On opère de la même façon avec t_2 et t_3 pour 3 ou 6 positions sommets d'un triangle équilatéral ou d'un hexagone. Il est alors facile de savoir sur quelles cales on doit apporter des corrections de serrage. On procède

par approximations successives.

Ce réglage est rapide ; il donne de plus, évaluation des défauts résiduels, puisqu'on connaît la variation de pression qui correspond au défilement d'un ordre et permet d'apprécier l'homogénéité du faisceau incident.

IV-4-3. Mesure de l'épaisseur.

L'épaisseur de la lame d'air est en principe connue puisqu'elle est déterminée par celle des cales, donnée à 1 ou 2 microns près par le constructeur. Il est utile de vérifier cette valeur.

On enregistre une raie de nombre d'onde σ connu. Avec : $n = 1 + r\bar{\omega}$ ($r \approx 3.10^{-4}$), si Δn et $\Delta \bar{\omega}$ sont les variations d'indice et de pression d'un ordre à l'autre, on a, à l'incidence nulle (Fig.IV.7) : $K = 2ne\sigma$ (n : indice du gaz précisément quand K est un entier ; $K + 1 = 2(n + \Delta n)e\sigma$, d'où $\Delta n = r\Delta \bar{\omega} = \frac{1}{2e}$ qui détermine e à 1 ou 2 % près.

Il est facile d'avoir une détermination plus précise si on peut enregistrer simultanément deux radiations voisines (σ) et (σ'). On a, en effet ($\varepsilon, \varepsilon', n$ sont des fractions d'ordre) (Fig.IV.7).

$$k = 2e\sigma = K + \varepsilon \quad (n = 1, 2, \dots, 0)$$

$$k' = 2e\sigma' = K' + \varepsilon'$$

$$k - k' = 2e(\sigma - \sigma') = (K - K') - (\varepsilon - \varepsilon')$$

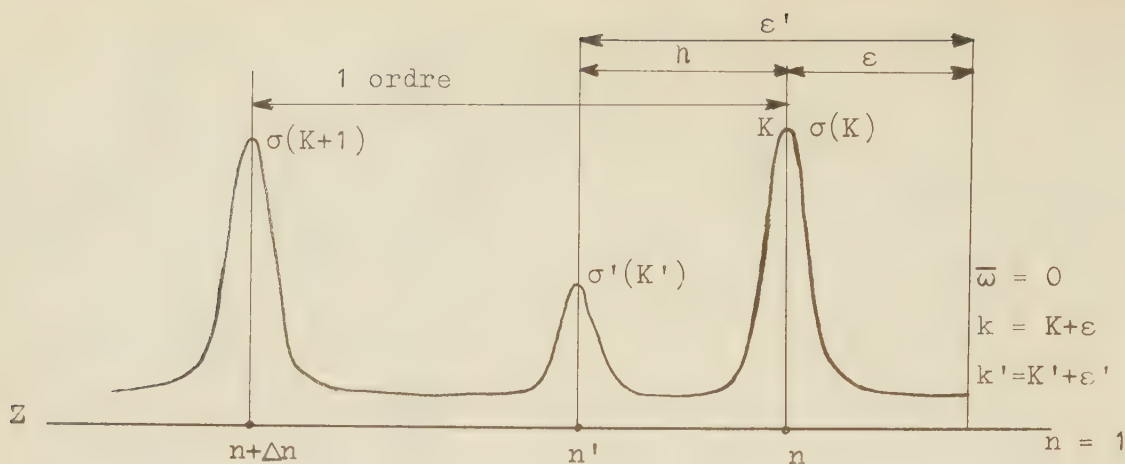


Fig.IV.7

La relation $2e(\sigma - \sigma') = N - h$ (avec $N = K - K'$, $h = \epsilon - \epsilon'$) détermine e à la précision $\frac{de}{e} = \frac{dh}{N}$ si $(\sigma - \sigma')$ est connu sans erreur appréciable (ce qui est le cas) et si l'entier N est exactement déterminé ; on tire N de la relation elle-même si e est connu à 2 ou 3 % près ; en effet, $\frac{dN + dh}{N - h} = \frac{de}{e} \simeq \frac{dN + dh}{N}$; dh peut être évalué à $\pm 0,01$; avec $N \sim 6$, on a $\frac{dN \pm 0,01}{6} \simeq \frac{2}{100}$ soit $dN \simeq 0,12$: il n'y a pas d'ambiguïté.

L'exemple donné ($N = 6$) correspond à $\sigma \equiv \sigma_0 = 39.424,09 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda_0 = 2536,52 \text{ Å}$) et $\sigma' \equiv \sigma_1 = 39.451,31 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda_1 = 2534,77 \text{ Å}$) soit $\sigma' - \sigma = 27,22 \text{ cm}^{-1}$.

On a trouvé : $e_1 = 0,996_4 \pm 0,001_2 \text{ mm}$ $e_2 = 1,271_0 \pm 0,001_5$
 $(\Delta\sigma_1 = 5018 \pm 6 \text{ mk})$ $(\Delta\sigma_2 = 3934 \pm 5 \text{ mk})$

pour 1,000 mm et 1,250 mm prévus (erreur dans la fabrication de la cale de 1,250 mm).

La précision de 1/600 obtenue est suffisante pour nous ; mais on peut faire un enregistrement avec deux radiations plus éloignées l'une de l'autre, ce qui donne une précision meilleure puisque N

est plus grand (on part des déterminations de e ci-dessus). Nous avons vérifié les résultats avec des couples pris dans le triplet (2482,01 - 2482,72 - 2483,83 Å°).

Cette méthode est une adaptation de procédés connus.

IV-4-4. Performances.

Les lames étaient données pour planes et polies à $\frac{\lambda \text{ visible}}{70}$ ce qui permettait d'espérer une finesse limite de 17 dans l'ultra-violet. La finesse atteinte à pleine ouverture a été évaluée à 13, par la technique du diaphragme tournant, compte tenu des défauts de réglage (Surface éclairée sur les lames : cercle de diamètre : 40 mm).

Les caractéristiques des couches étaient initialement $R = 0,906$; $T = 0,065$; $A = 0,029$, pour une finesse réflectrice de l'ordre de 30 et une transparence maximale de 48 %°. Elles se sont légèrement détériorées aux cours du temps, dans le sens d'une diminution de R , et d'une augmentation de A donc d'une diminution de A_M .

Avec le trou de 400 mk (diamètre: 3,6 mm) la finesse instrumentale était voisine de 10 pour les deux étalons ce qui donnait $R_{w_1} \simeq 80.000$ et $R_{w_2} \simeq 100.000$. Les finesesses enregistrées (avec la raie excitatrice) étaient légèrement supérieures à 8, donnant des résolutions enregistrées de 60.000 et 80.000 et un contraste de 70 environ.

Le réglage était facile et rapide, avec les dispositifs utilisés. Il était très stable : nous n'avons pas constaté de modification gênante pendant des durées d'enregistrement atteignant 10 heures. Par contre, la linéarité d'échelle serait à améliorer. (écart maximal $\pm 1,5$ %°).

IV - 5. PHOTOMULTIPLICATEUR - ENREGISTREMENT -

— Nous avons utilisé un photomultiplicateur RCA IP28 sélectionné dans un lot de 10. Il était placé, ainsi que son diviseur de tension, dans une boîte en laiton entourée d'un serpentín raccordé à un groupe Frigidaire, ce qui permettait d'abaisser la température aux environs de -40°C . (l'optimum du rapport sensibilité/ courant d'obscurité et sensibilité/fluctuations de ce courant d'obscurité est obtenu vers -50°C [43]).

La fenêtre d'entrée était une cuve à faces planes, scellée sous vide ; on évitait la condensation en réchauffant l'air en contact avec la face externe par une petite résistance.

Les planches II et VII donnent une vue d'ensemble de cette partie du montage.

— Il y a lieu de prendre certaines précautions lorsqu'on utilise les photomultiplicateurs pour la direction des flux très faibles : grande propreté des supports, utilisation d'un blindage électrostatique entourant l'enveloppe du tube, réuni au -HT, mise en tension une heure avant les mesures, choix de la haute tension (il n'est nullement souhaitable de prendre la tension la plus élevée que puisse supporter le tube ; il existe en général un optimum du rapport signal/bruit qu'il faut déterminer dans chaque cas), utilisation d'une constante de temps τ pour filtrer les fluctuations du courant d'obscurité ($\tau < \frac{\theta}{20}$, si θ est la durée d'exploration d'une raie, pour ne pas altérer la qualité de l'enregistrement [35]).

L'hétérogénéité de la photocathode soulève une difficulté. Il existe des procédés industriels pour étudier ce défaut [46] ; nous avons opéré en explorant la cathode de nos cellules par un spot lumineux, en lumière bleue (écran Schott BG.1) après avoir vérifié que le phénomène dépendait peu de la longueur d'onde ; un deuxième spot asservi au premier, donnait une carte agrandie de la cellule et il était facile de tracer les lignes d'égales sensibilité globale. (Optique électronique comprise).

Les planches VII_a et VII_b montrent les résultats obtenus pour une IP 28 et une UVP 51. Le simple examen montre à quel point le phénomène est gênant. (L'UVP serait bien supérieure à la IP 28 de ce point de vue ; malheureusement, son médiocre signal/bruit la rendait inutilisable pour nous).

Si on veut faire des mesures correctes, il faut, de toutes façons conjuguer la cellule d'un plan d'éclairement uniforme - on a de plus le choix entre deux solutions : couvrir largement la cathode, mais cela entraîne une perte de flux et de sensibilité (puisque les régions de mauvais rendement seront aussi utilisées) ou bien éclairer une petite surface au voisinage de la zone de meilleure réponse. Cette solution donne un meilleur rapport signal/bruit, et nous l'avons retenue, mais elle impose que le montage soit bien isolé des vibrations.

Les dispositifs d'alimentation, d'adaptation d'impédances et d'enregistrement ne présentent pas de particularité notable. Nous avons employé une ALS 349 de la CRC, stabilisée à mieux que 1 %₀₀, un nanoampèremètre Lemouzy auquel a été ajouté un jeu de constantes de temps et un dispositif de correction du courant d'obscurité de la cellule et un enregistreur à suiveur de spot Graphispot Sefram, qui a donné de meilleurs résultats que les millivoltmètres électroniques essayés.

IV-6. CUVES -

Nous avons utilisé deux cuves à réabsorption de 5 cm de longueur et 5 cm de diamètre à faces planes et polies en ultrasil d'Heraeus ; elles contenaient 6 mg de mercure (isotopique pour la cuve C₁, naturel pour C₂) distillé sous vide en utilisant la même technique que pour la fabrication des sources ; on les plaçait dans des fours à résistance plus longs qu'elles pour assurer l'homogénéité des températures ; des couples permettaient de repérer ces températures en divers points.

Il nous a paru indispensable de maintenir le mercure sous vide pour éviter de répandre dans la pièce des vapeurs extrêmement gênantes dans les étalonnages d'intensité et pour disposer d'une absorption bien reproductible.

CHAPITRE V - UTILISATION DES ENREGISTREMENTS

D'après les résultats du chapitre III, le spectre diffusé a pour équation : $Z^o = a_o S^o (\sigma - \sigma_o) + \sum a_1 S^o (\sigma + \sigma_{\pm 1})$; l'éclaircissement par convergence transforme Z^o en :

$$Z = a_o S^o (\sigma - \sigma_o) + \sum a_1 B_1 (\sigma - \sigma_{\pm 1}) \quad (B_1 = S^o * \Gamma_1) ;$$

L'interféromètre, analysant cette structure, aboutit à la fonction enregistrée :

$$Y = a_o Y_o + \sum a_1 Y_1 \quad (Y_o = S^o * W, Y_1 = S * W_1)$$

D'autre part, dans des conditions expérimentales déterminées, l'appareillage du Chapitre IV permet d'obtenir des enregistrements tels que ceux des Planches XI à XXIV.

Il devrait être possible de remonter des interférogrammes à une structure $Z_{\text{exp.}}$ à comparer à Z^o (largeur propre des raies, en particulier). Il faudrait pour cela décomposer la courbe enregistrée en composantes attribuables à la F.D. et à chaque raie Brillouin et opérer des déconvolutions sur ces composantes. Ce problème, à l'étude, n'a pas nécessairement une solution à cause des incertitudes sur les tracés expérimentaux.

Dans les paragraphes suivants, nous essaierons seulement, d'une façon semi-empirique, de déduire des courbes assez de renseignements pour que soit possible une vérification de la théorie (Par. 2 et 3). Nous allons d'abord donner des précisions sur les enregistrements eux-mêmes.

V-1. INTERFEROGRAMMES -

V-1-1. Conditions expérimentales. (Cf. Pl.I)

a) Enregistrements d'étalonnage : (Fig.V-1)

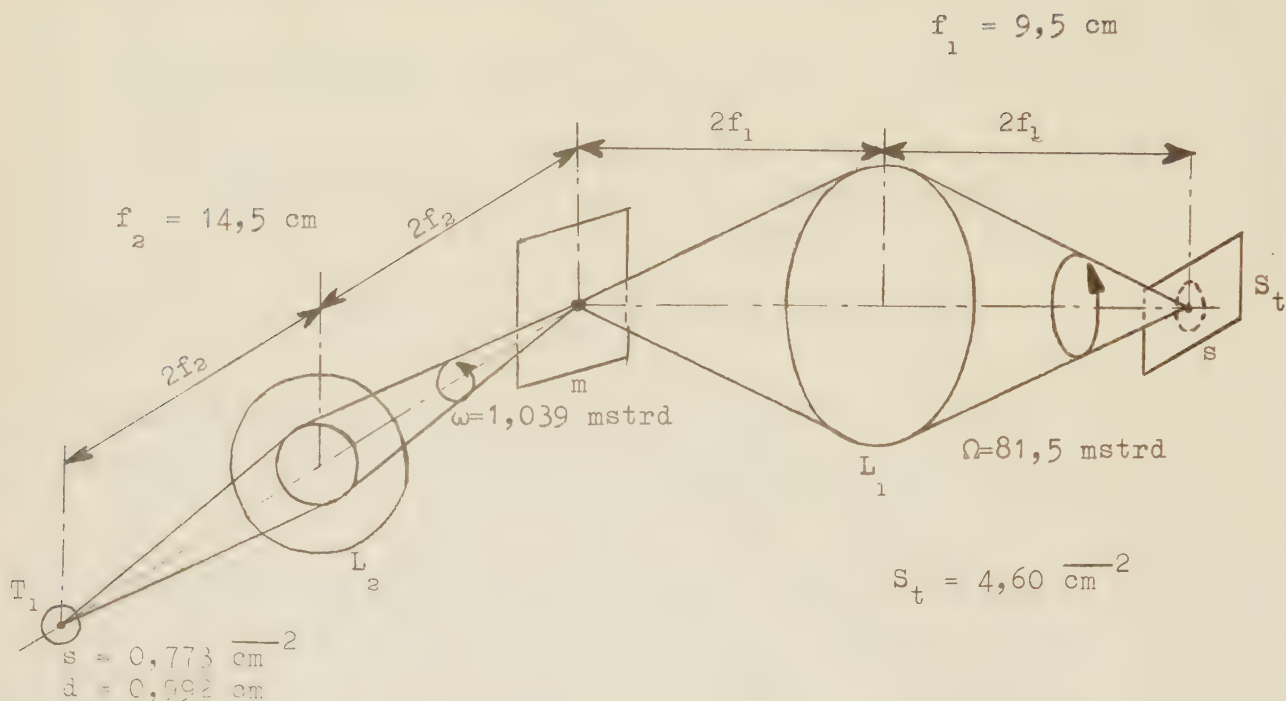


Fig.V.1

La lampe HF, à Hg_{202} , rectangulaire, de surface S_t déterminée par un diaphragme, émet dans l'angle solide utile Ω déterminé par l'ouverture du condenseur (diamètre : 5,80 cm). La lumière se réfléchit sur une lame de silice m , plane et polie à mieux que $\lambda/20$, placée à 45° du faisceau incident ; partiellement polarisée, elle éclaire le trou d'entrée du monochromateur par l'intermédiaire de L_2 . Les centres des images de S et s sont confondus sur m . Le monochromateur isole une bande de 180 cm^{-1} analysée par l'interféromètre (caractéristiques par. IV-4-4).

Il est à noter que c'est le trou de sortie du F.P. qui détermine l'ouverture des faisceaux utilisés, c'est-à-dire l'angle solide ω , et non le monochromateur ou la lentille L_m . Ce point a été

vérifié en faisant plusieurs enregistrements à ouverture variable de L_1 : les anneaux ont une hauteur constante quand le diaphragme a un diamètre supérieur ou égal à la valeur limite que l'on peut calculer à partir de $\omega = 1,04$ mstrd. Comme les systèmes L_1 et L_2 donnent des images en vraie grandeur, il en résulte que l'interféromètre n'accepte que les rayons émis dans ω par la surface s de la source, image antérieure de T_1 .

b) Enregistrements Brillouin. (Fig.V.2)

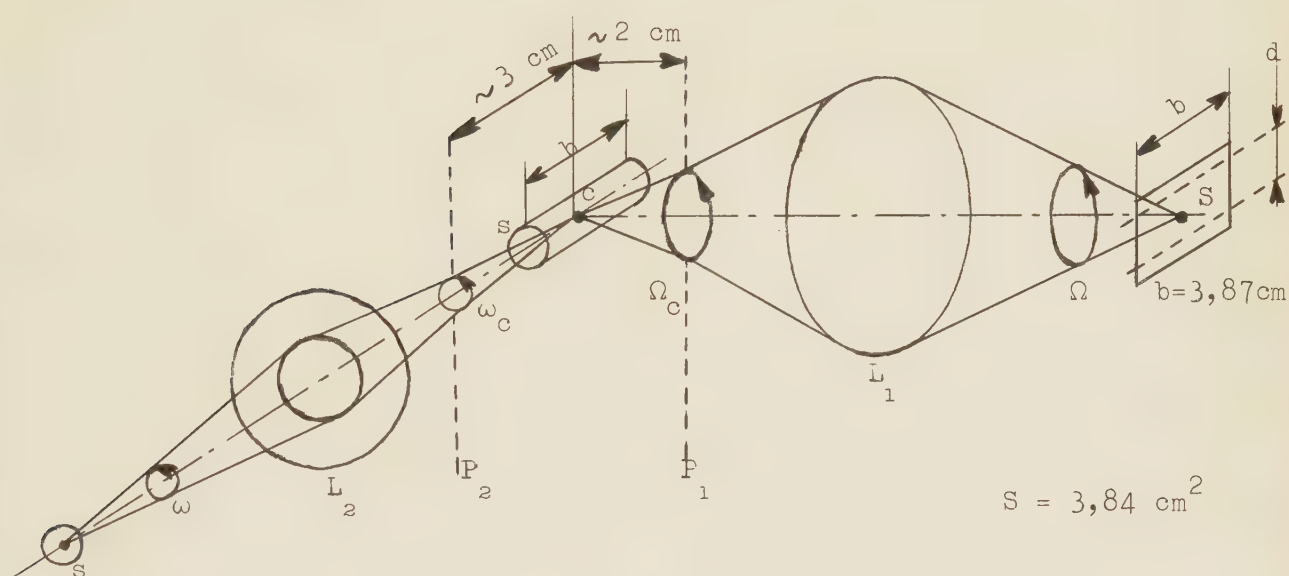


Fig.V.2

Le cristal est limité par les faces P_1 et P_2 , perpendiculaires aux faisceaux incident et diffusé. Les réglages sont modifiés de telle façon que le centre de l'image de S coïncide en C dans le cristal, avec le centre de l'image antérieure de T_1 . Ces deux images sont égales à S et s respectivement ; le volume diffusant est donc un cylindre circulaire de base s , de diamètre d et de longueur b .

En posant $bd = S$, on voit que l'on utilise pour l'excitation les rayons émis dans Ω par la fraction S de la surface totale de la source.

- c) On peut interposer avant le trou explorateur une cuve à mercure ou une cuve compensatrice, en silice, introduite pour que les faisceaux subissent le même nombre de réflexions.

La lumière réfléchie ou diffusée est dans un état de polarisation déterminée. (On peut l'analyser à l'aide du Foucault) ; les sensibilités des appareils de mesure sont différentes en a et b. A ces différences près, les conditions d'enregistrement sont identiques dans les deux cas.

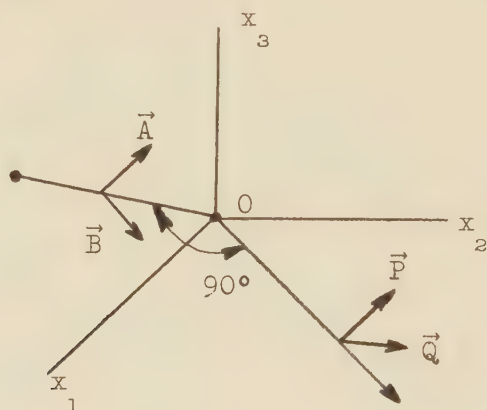


Fig.V.3

- d) La diffusion se faisait toujours à 90° mais non nécessairement suivant les axes ^{de} l'ellipsoïde des indices.

Nous prendrons le plan de diffusion horizontal, $\vec{A}$ et $\vec{P}$ (notations du Par. I-2) verticaux, $\vec{B}$ et $\vec{Q}$ horizontaux. Ce choix est toujours possible pour les cristaux cubiques ; il l'était pour les uniaxes étudiés, parce que nous avons choisi des directions cristallographiques suffisamment simples pour les faisceaux incident et diffusé.

V-1-2. Il est utile d'indiquer ou de rappeler les précautions prises (elles sont nécessaires à la validité des calculs ultérieurs).

a) Il a été vérifié avec soin (Par.IV-1) :

que la source émettait de la lumière naturelle ;

que le flux émis était proportionnel à la surface, mais non aux angles solides (R_{ω}) ;

que l'émission, peu sensible à de faibles fluctuations du Raythéon, était constante dans le temps à 2 ou 3 % près.

b) Pour les manipulations d'étalonnage une lame de silice a été préférée à un miroir métallique parce que ses caractéristiques risquent moins d'évoluer ; de plus, le faisceau réfléchi est dans un état de polarisation analogue à celui des raies Brillouin, ce qui est une circonstance favorable pour la précision des comparaisons.

Les pouvoirs réflecteurs r_v et r_h pour les composantes verticale et horizontale de la lumière incidente ont été déterminés expérimentalement dans les conditions mêmes des enregistrements en utilisant le Foucault ; ces déterminations ont été reprises plusieurs fois.

Nous avons trouvé $r_v = 0,103$ $r_h = 0,0143$, valeurs légèrement supérieures à celles que donnent les formules de Fresnel.

Il fallait que m soit toujours remplacé à 45° des axes des faisceaux parce que r_v et r_h varient assez rapidement autour de cet angle ; la reproductibilité de l'angle d'incidence était assurée à $\pm 0,25^\circ$, ce qui entraînait pour r_v et r_h des erreurs relatives de 0,8 et 3 %.

c) La mise au point, dans les enregistrements Brillouin devait être faite de telle sorte que les images des centres de S et de s soient effectivement confondues. Il était facile de vérifier que ces images se formaient au centre de la plateforme dans les manipulations d'étalonnage.

Quand on plaçait le cristal elles venaient en C_1 et C_2 , dont les positions étaient aisément calculables dans chaque cas ; il fallait déplacer l'ensemble source-condenseur-cristal de telle façon qu'elles se confondent.

Le montage a été réalisé pour que les déplacements soient possibles : le repère R fixé aux parties mobiles permettait d'amener le système dans la position calculée à partir de la position de mise au point avec le réflecteur de silice. (Pl.III).

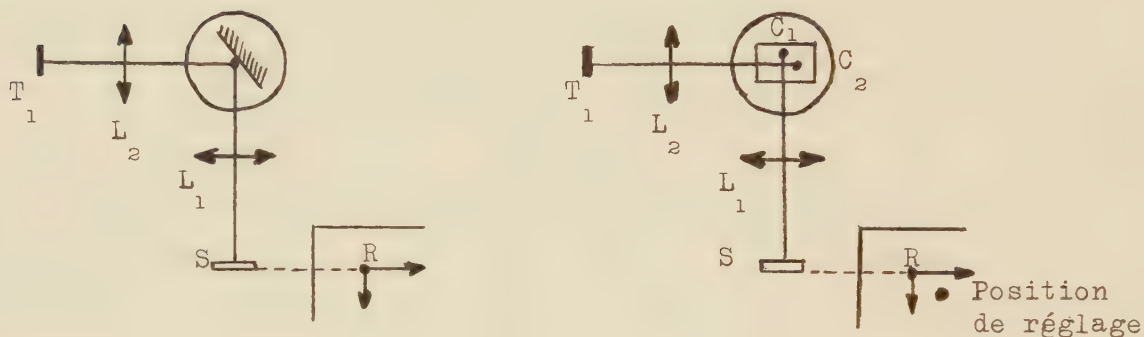


Fig.V-4.

- d) Les précautions prises pour l'utilisation du photomultiplicateur ont été signalées au Par.IV-5. Le rapport des sensibilités sous deux tensions différentes était mesuré pour chaque série étalonnage-Brillouin et les manipulations étaient conduites de telle sorte que l'on n'ait jamais à modifier les tensions dans chaque série partielle. La linéarité du nanoampèremètre a été vérifiée.

V-1-3. Enregistrements.

Les planches XI à XXIV sont des reproductions à l'échelle 1/2 d'enregistrements, d'étalonnage et Brillouin, choisis pour leur différence de qualité, (plus ou moins de fausse diffusion) obtenus, sauf indications contraires, dans les conditions "standards": trous du monochromateur : 9,92 mm, surface éclairée sur les lames : cercle de diamètre 40 mm - trou explorateur : 3,6 mm (400 m μ) tension de la cellule optimale (900 à 1000 V), nanoampèremètre au voisinage de son maximum de sensibilité (1nA), constante de temps : 6,3s.

La pression et l'indice du gaz croissent de droite à gauche donc aussi la longueur d'onde (sur un même ordre) ou le numéro de l'ordre (pour la même raie). Les chiffres inférieurs sont des repérages de pressions, en mm de mercure. B_K et B'_K sont les raies B_{+1} (Antistoke) et B_{-1} (Stoke) sur l'ordre K. Le zéro des courbes est la ligne Z_{2B} ou Z_C .

Les courbes marquées "moyenne" sont des moyennes faites à l'estime entre deux ou trois enregistrements superposés sur un dépoli.

Un centimètre sur les enregistrements originaux correspond sensiblement à 130 mk, quelle que soit l'épaisseur de l'étalon (1mm, 1,27mm ou 5mm) ; l'échelle en nombres d'onde est donc la même pour les trois interféromètres (sur un ordre).

V - 2. ECARTS EN FREQUENCE - ELARGISSEMENTS -

V-2-1. Ecart en fréquence.

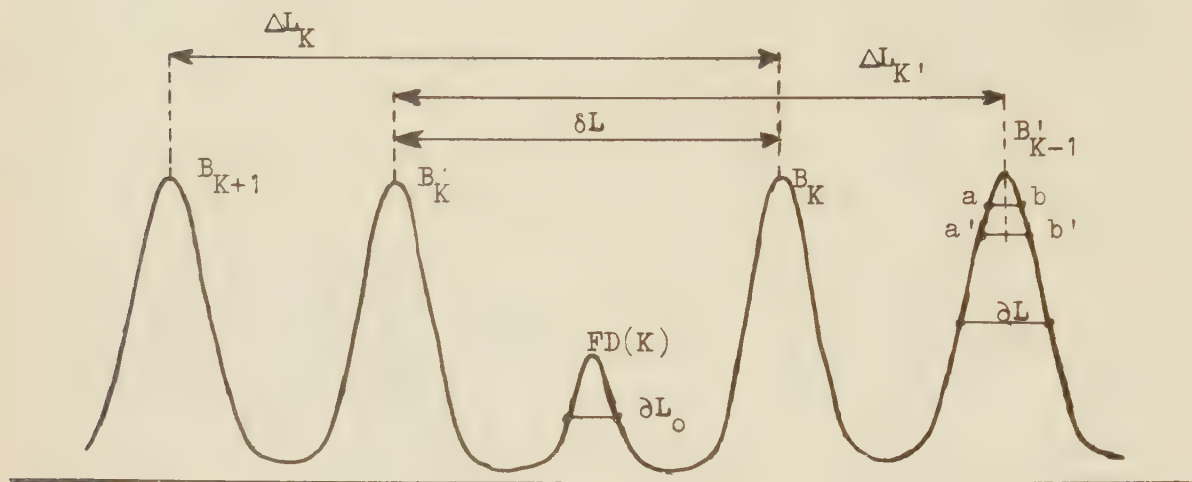
Le calcul se fait à partir de :

$$(V.1) \quad \frac{\delta\sigma_{+1}}{\sigma_0} = \pm \frac{V_1}{c} \sqrt{n_A^2 + n_P^2} \quad (\text{formule générale : } \theta = \frac{\pi}{2})$$

Les V_1 sont donnés par la résolution de la matrice de propagation (Par.I.1). La direction de $\vec{\chi}$ est connue ; on peut négliger l'effet de la biréfringence sur cette détermination et sur celle des $\delta\sigma$ (erreur relative introduite $\sim 10^{-5}$).

La valeur expérimentale est $\delta\sigma = \frac{\Delta\sigma}{2} \frac{\delta L}{\Delta L}$ (fig.V.5) avec $\Delta L = \frac{\Delta L_K + \Delta L_{K'}}{2}$ pour atténuer l'influence des défauts de linéarité. La difficulté est de pointer correctement le sommet de l'anneau ;

on joint pour cela les milieux des segments ab , $a'b'$, ... : c'est une raison de plus pour utiliser une raie excitatrice symétrique.



(Fig.V.5) (Un seul doublet Brillouin)

Elargissements. On évalue la largeur des courbes comme indiqué aux Par. III.1 et III.2 soit $y_0 = s^0 \oplus w$, $y_1 = s^0 \oplus \gamma_1 \oplus w$. Ces calculs peuvent être effectués graphiquement. On obtient une mesure de ces largeurs par $\partial\sigma = \Delta\sigma \frac{\partial L}{\Delta L}$ ($\partial\sigma$: notation pour les largeurs expérimentales ; ∂L par une moyenne sur 4 courbes - Fig. V.5).

On peut vérifier avec une précision acceptable les hypothèses sur la largeur de la F.D., la nature et la largeur des Γ_1 mais il est hors de question d'accéder à la largeur propre éventuelle des raies Brillouin.

Remarque . Les courbes V.5 ont été tracées en supposant que l'interféromètre avait une résolution et un contraste élevés, et qu'il n'y avait pas de phénomène parasite.

En pratique, par suite d'un décalage du zéro et de la superposition partielle des courbes enregistrées, les mesures ci-dessus ne pourront être effectuées correctement que sur les courbes reconstituées du Par.V.3.

V - 3. MESURE DES INTENSITES -

V-3.1. Adaptation des formules - Flux diffusé. (Cf. Par.I.3)

— La formule (I.48) donnant l'intensité diffusée peut s'écrire :

$$I_{AP}^+ = \frac{\pi^2 KT}{2\lambda_o^4} \frac{n_P}{n_A} \beta'_{AP} a^3 \epsilon_A \quad \text{avec (I.52)} \quad \beta'_{AP} = \left(\frac{\hat{B}'_{AP}}{\rho V_1^2} \right)_{\vec{\mu} = 0}$$

étant entendu que ϵ_A et I_{AP} sont mesurés dans le cristal, en lumière polarisée et que le volume diffusant est un cube de côté a .

Le flux excitateur à l'intérieur du cristal est $\Phi_A^C = \epsilon_A a^2$, il est relié au flux incident Φ_A par :

$$\Phi_A^C = \frac{4n_A}{(1 + n_A)^2} \Phi_A$$

à cause de la perte par réflexion sur la face d'entrée, en incidence normale.

De même, le flux diffusé est $\Psi_{AP}^C = I_{AP} \omega_P^C$ (ω_P^C : angle solide du faisceau dans le cristal. Fig.V.2) et il en émerge :

$$\Psi_{AP} = \Psi_{AP}^C \frac{4n_P}{(1 + n_A)^2} = I_{AP} \frac{4n_P}{(1 + n_A)^2} \cdot \omega_P^C$$

avec $\omega_P^C = \frac{\omega}{n_P^2}$ les flux incident et diffusé sont donc reliés par :

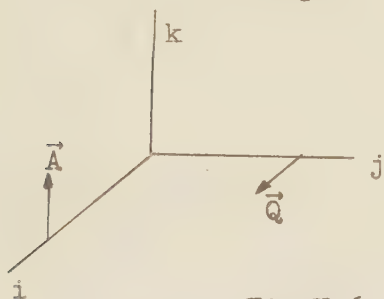
$$(V.2) \quad \Psi_{AP}^+ = \frac{8\pi^2 KT}{\lambda_o^4} \frac{\beta'_{AP}}{(n_A + 1)^2 (n_P + 1)^2} a \omega \Phi_A$$

Le volume diffusant est en fait un cylindre circulaire de diamètre d. On le décompose en cubes élémentaires et une intégration montre que la formule (V.2) devient :

$$(V.3) \quad \varphi_{AP}^+ = \frac{8\pi^2 KT}{\lambda_o^4} \frac{\beta'_{AP}}{(n_A + 1)^2 (n_P + 1)^2} \frac{\pi d}{4} \omega \Phi_A$$

Φ_A est le flux contenu dans l'angle solide Ω qui entre dans le cristal par la fenêtre rectangulaire de surface $S = b.d$; si la lumière est naturelle $\Phi_A = \Phi_o/2$ (Φ_o : flux total dans les conditions ci-dessus).

Le résultat peut se simplifier dans certains cas. Si, par



exemple, le faisceau incident est suivant l'axe i de l'ellipsoïde des indices, le faisceau diffusé suivant l'axe j et si l'on cherche la composante AQ ($\vec{A} \equiv \vec{k}$, $\vec{Q} \equiv \vec{i}$), on trouve :

Fig.V.6

$$(V.4) \quad \varphi_{ki}^+ = \frac{\pi^2 KT}{2\lambda_o^4} \frac{16 n_i^4 n_k^4}{(n_i + 1)^2 (n_k + 1)^2} \beta_{ki} \frac{\pi d}{4} \omega \frac{\Phi_o}{2}$$

avec :

$$\beta_{ki} = \frac{B_{ki}^2}{\rho V_L^2}$$

Il peut alors se faire que les β_{ki} soient calculables littéralement ce qui permet d'étudier l'influence des constantes élastiques et élasto-optiques sur la diffusion.

Pour faciliter la comparaison entre des cas simples et le cas général, nous poserons :

$$(V.5) \quad \beta_{AP} = \frac{\beta'_{AP}}{n_A^4 n_P^4}$$

La formule V.3 s'écrit alors :

$$(V.5') \quad \psi_{AP}^+ = \frac{\pi^2 K T}{2 \lambda_o^4} \frac{16 n_A^4 n_P^4}{(n_A + 1)^2 (n_P + 1)^2} \beta_{AP} \frac{\pi d}{4} \omega \frac{\Phi_o}{2}$$

Nous la rendrons plus maniable en posant :

$$D = \frac{\pi^2 K T}{2 \lambda_o^4} \quad N_{AP} = \frac{16 n_A^4 n_P^4}{(n_A + 1)^2 (n_P + 1)^2}$$

Il vient, avec $s = \frac{\pi d^2}{4}$:

$$(V.6) \quad \psi_{AP}^+ = \frac{D \cdot N_{AP}}{d} \beta_{AP} s \omega \frac{\Phi_o}{2}$$

Remarques.

1) La formule V.6 n'est simple qu'en apparence. L'expression de β_{AP} est, en effet :

$$\beta_{AP} = \frac{1}{n_A^4 n_P^4} \frac{\left\{ \sum_i \sum_j (n_i^2 n_j^2) P_i B_{ij} A_j \right\}^2}{\rho \cdot V_1^2} \quad \text{avec :}$$

$$B_{ij} = \sum_{\alpha=1}^6 p_{\alpha}^{\beta} s_{\beta} \quad (\alpha \leftrightarrow ij)$$

Les calculs sont à effectuer pour les 4 combinaisons AP, AQ, BP, BQ et les 3 indices 1 ; il nous est arrivé de les achever sans erreur, mais rarement ; nous avons préféré les programmer.

2) Correction de volume. Le calcul du flux diffusé suppose implicitement que chaque tranche du cube diffusant reçoit le flux $\epsilon_A a^2$; ceci n'est réalisé que pour la tranche sur laquelle se fait la mise au point, les autres reçoivent des flux plus faibles. Nous ne reproduirons pas le calcul d'optique géométrique qui permet de les évaluer ; nous avons trouvé que le flux diffusé devait être inférieur

de 1,3 % aux prévisions de la formule V.6 dans les conditions de nos expériences.

On peut remarquer qu'une autre condition de validité est que le milieu soit parfaitement transparent pour les radiations utilisées.

On veut déduire les quantités β_{AP} des enregistrements en comparant le flux diffusé φ_{AP} aux flux excitateur Φ_0 , mais on ne peut pas se borner à faire le rapport des hauteurs des pics enregistrés en tenant compte de la sensibilité différente de la cellule et de l'appareil de mesure dans les deux expériences parce que les ouvertures des faisceaux et leur état de polarisation ne sont pas identiques : le monochromateur traite différemment les deux composantes V et H et l'interféromètre n'accepte que les flux définis par s et ω ; de plus, la raie Brillouin n'a pas même forme que la raie excitatrice.

La remarque du Par.V-2-1 reste valable pour les mesures de hauteurs ; il faudra encore tenir compte de l'absorption des cuves à mercure, nécessaires quand la fausse diffusion est trop importante.

V-3-2. Admettons d'abord que le spectre se compose d'une raie unique (très basse température), que la fausse diffusion soit négligeable (cristal parfait) et qu'il n'y ait pas d'élargissement par convergence (ce qui est d'ailleurs impossible, puisque nous allons précisément tenir compte de $\Omega \gg \omega$).

a. Supposons que la raie se réduise à la seule composante AP.

- + le flux diffusé est φ_{AP}^+ défini par s et ω - le monochromateur transmet $\tau_v \varphi_{AP}^+$ - la hauteur enregistrée est h_{AP}^+ ; ($h_{AP}^+ = h_{AP}^-$ à la température des expériences ; nous supprimerons l'indice +).
- + le flux incident est $\Phi_0 = \Phi_A + \Phi_B$, défini par S et Ω - l'interféromètre n'en acceptera que la fraction $\varphi_0 = \Phi_0 \frac{1}{R_s} \frac{1}{R_\omega}$

$\left(R_s = \left(\frac{\Phi_s}{\Phi_s} \right)_{\Omega=Cte} \neq \frac{S}{S} ; R_\omega = \left(\frac{\Phi_\omega}{\Phi_\omega} \right)_{S=Cte} ; \text{Cfr Par, IV-1} \right)$: nous devons

considérer des flux $\varphi - \varphi_o = \varphi_A + \varphi_B$ devient, après réflexion sur la silice $\varphi_A r_v + \varphi_B r_h$ — le monochromateur transmet $\varphi_A r_v \tau_v + \varphi_B r_h \tau_h =$

$\frac{\varphi_o}{2} (r_v \tau_v + r_h \tau_h)$ — la hauteur enregistrée est h_o , mais on a du diminuer la tension du photomultiplicateur et la sensibilité de l'appareil de mesure des courants (rapports de sensibilité correspondants : R_o et R_a), on devait avoir $H_o = h_o R_\sigma$ avec $R_\sigma = R_o R_a$.

+ Les hauteurs h_{AP} et H_o sont comparables (le FP et la cellule réagissent de la même façon aux deux états de polarisation) ; on obtient :

$$\frac{h_{AP}}{H_o} = \frac{\tau_v \varphi_{AP}^+}{(r_v \tau_v + r_h \tau_h) \varphi_o / 2} \quad \text{soit, en posant : } m_{vh} = r_v + \frac{\tau_h}{\tau_v} r_h$$

$$\frac{h_{AP}}{R_\sigma h_o} = \frac{\varphi_{AP}^+}{\Phi_o / 2} = \frac{1}{m_{vh}} \cdot R_s R_\omega$$

$$\text{d'où : (V.7)} \quad \beta_{AP} = \frac{d}{DN_{AP}} \cdot m_{vh} \cdot \frac{1}{s\omega} \cdot \frac{1}{R_s R_\omega} \cdot \frac{h_{AP}}{R_\sigma h_o}$$

Remarques.

1) $-\omega$ n'intervient que par le produit ωR_ω ; la proportionnalité des flux aux angles solides a été vérifiée pour les petites valeurs des angles solides ; on peut remplacer ωR_ω par $\omega' R_\omega$, avec $\omega' > \omega$ dans certaines limites, ce qui permet d'utiliser des diaphragmes plus grands donnant une détermination plus précise de ce produit. La valeur exacte de ω n'intervient pas dans le résultat final ce qui est normal d'après les conditions mêmes des mesures mais heureux pour la précision.

2) On peut remplacer sR_s par S avec une bonne approximation, (V.7) devient :

$$(V.8) \quad \beta_{AP} = \frac{d}{D \cdot N_{AP}} m_{vh} \frac{1}{S \omega R} \cdot \frac{h_{AP}}{R \sigma_o}$$

soit :

$$(V.9) \quad \beta_{AP} = \frac{0,875 \cdot 10^{-6}}{N_{AP}} \frac{h_{AP}}{H_o}$$

dans les conditions de nos mesures, compte tenu de la correction du par. V-3-1.

.b. Si la raie Brillouin se réduit à la composante AQ, on trouve qu'il faut remplacer m_{vh} par :

$$m_{hv} = r_v \cdot \frac{\tau_v}{\tau_h} + r_h = \frac{\tau_v}{\tau_h} m_{vh} = \frac{m_{vh}}{0,260}$$

dans nos expériences on obtient :

$$(V.10) \quad \beta_{AQ} = \frac{3.36 \cdot 10^{-6}}{N_{AQ}} \frac{h_{AQ}}{H_o}$$

.c. La résolution du montage est insuffisante pour séparer les quatre composantes AP, AQ, BP, BQ d'une même raie. Les flux correspondants s'ajoutent sur la cellule et on déduit des résultats précédents :

$$(V.11) \quad \frac{1}{m_{vh}} (N_{AP} \beta_{AP} + N_{BP} \beta_{BP}) + \frac{1}{m_{hv}} (N_{AQ} \beta_{AQ} + \beta_{BQ} N_{BQ}) = \frac{d}{D} \frac{1}{S \omega R} \frac{h}{H_o}$$

susceptible d'une vérification expérimentale.

En pratique, β_{AP} est nettement plus grand que les autres β pour la diffusion due à l'onde élastique longitudinale ou pseudo-longitudinale ; cette diffusion est elle-même plus importante que celle

que créent les ondes transversales. Les valeurs des N d'autre part, sont égales entre-elles pour un corps isotrope ou cubique et peu différentes les unes des autres pour un cristal biréfringent, Spath excepté.

En posant :

$$(V.12) \quad \begin{cases} \beta_v = \beta_{AP} + \beta_{BP} \\ \beta_h = \beta_{AQ} + \beta_{BQ} \end{cases}$$

la formule (V.11) s'écrit :

$$\frac{1}{m_{vh}} \beta_v + \frac{1}{m_{hv}} \beta_h \simeq \frac{d}{D \cdot N} \frac{1}{S \omega R_\omega} \cdot \frac{h}{H_o}$$

$$\text{Soit : } \beta_v + 0.260 \beta_h \simeq \frac{0,875 \cdot 10^{-6}}{N} \cdot \frac{h}{H_o} \quad (V.13)$$

où l'on prendra $N = N_{AP}$ si l'on étudie une composante longitudinale (il faut revenir à V-11 quand la simplification n'est plus légitime; nous le rappelons par la notation N).

Remarques.

- 1) Pour obtenir séparément les β_{AP} , il faudrait polariser les deux faisceaux excitateur et diffusé. Le premier est trop ouvert pour que cela soit possible mais des enregistrements ont été faits en analysant le faisceau diffusé à l'aide du Foucault ; on obtenait β_v et β_h : β_h était toujours une faible fraction de β_v . Sans polarisation, les interférogrammes ne peuvent donner que les quantités $\beta_v + 0,260 \beta_h$.
- 2) La faible valeur relative des composantes horizontales et le fait que le monochromateur les désavantages n'ont pas permis de les étudier avec précision. De ce point de vue, le montage pourrait être perfectionné de différentes façons.
- 3) Les raccordements peuvent être faits en polarisant ou non le faisceau d'étalonnage (puisque'il est défini par s ; ω). Les formules sont évidemment différentes mais les deux techniques donnent des résultats concordants.

V-3-3. La raie de diffusion est élargie par convergence.

Cet élargissement répartit l'énergie sur des fréquences voisines de celles qui correspondent à l'angle de diffusion 90° (Cf. Par. III-1). Il résulte des propriétés classiques des produits de convolution que le rapport $\frac{h}{h_0}$ dans les formules précédentes doit être remplacé par le rapport des aires délimitées par les courbes sur un ordre.

La forme de $B_1 = S^\circ * \Gamma_1$ est nettement différente de celle de S° . Mais les largeurs de ces fonctions sont comprises entre le tiers et le cinquième de celle de W ; il s'en suit que $Y_1 = B_1 * W$ et $Y^\circ = S^\circ * W$, ont à peu près la même forme, voisine de celle de W : on peut remplacer le rapport des aires par le rapport $\frac{h\partial L}{h_0\partial L_0}$ où ∂L et ∂L_0 désignent les largeurs de Y_1 et de Y_0 respectivement, sans commettre une grosse erreur, ce qui évite de fastidieuses mesures de surface.

Nous avons vérifié que cette façon de faire était légitime : les rapports des aires et des quantités $h\partial L$ ont été comparés sur une dizaine d'enregistrements ; les résultats obtenus ne différaient pas de plus de 5 %.

(V.13) devient alors :

$$(V.14) \quad \beta_v + 0,260 \beta_h = \frac{0,875 \cdot 10^{-6}}{N} \cdot \frac{h\partial L}{H_0 \partial L_0}$$

C'est la formule que nous avons le plus utilisé pour les vérifications numériques.

On remarque que la méthode impose une détermination précise des largeurs des courbes à mi-hauteur, donc leur reconstitution s'il y a superposition partielle.

V-3-4. Enregistrements réels - Fond continu.

Nous voulons tenir compte de la superposition partielle des ordres. Comme il semble bien, d'autre part, à observer les planches XIII à XXIV, que le zéro de lumière obtenu en interposant une lame de verre sur le faisceau (Zuv) ne soit pas le "bon zéro" pour les courbes, nous essayerons de retrouver ce zéro à partir des enregistrements eux-mêmes.

a. Admettons d'abord que le spectre du cristal comporte un seul doublet Brillouin (dû, en principe, aux ondes longitudinales), que la raie Stoke d'un ordre empiète peu sur la raie Antistoke de l'ordre adjacent et qu'il n'y ait pas de fausse-diffusion (Fig.V.7).

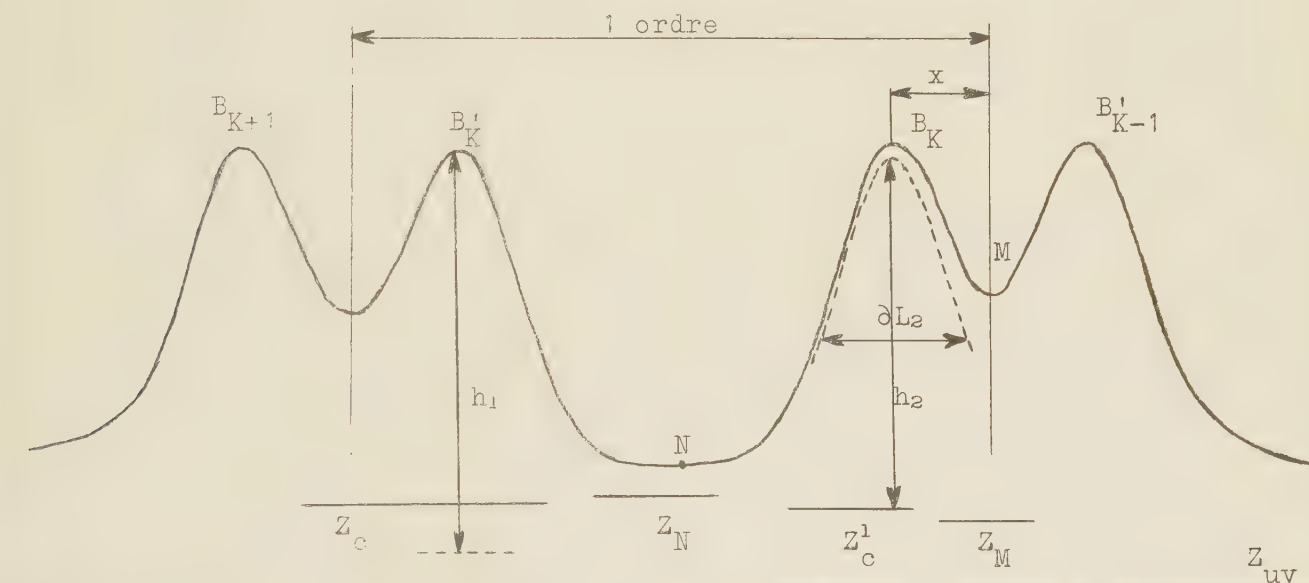


Fig.V.7

On dispose d'un enregistrement de la raie excitatrice (Pl.XI) ; on peut donc chiffrer les hauteurs en $\%$ de la hauteur maximale H_M en fonction de la distance x_0 du point considéré au centre de la raie. (Fig.V.8). On peut aussi mesurer le contraste enregistré Cy :

$$\frac{1}{Cy} = n \%$$

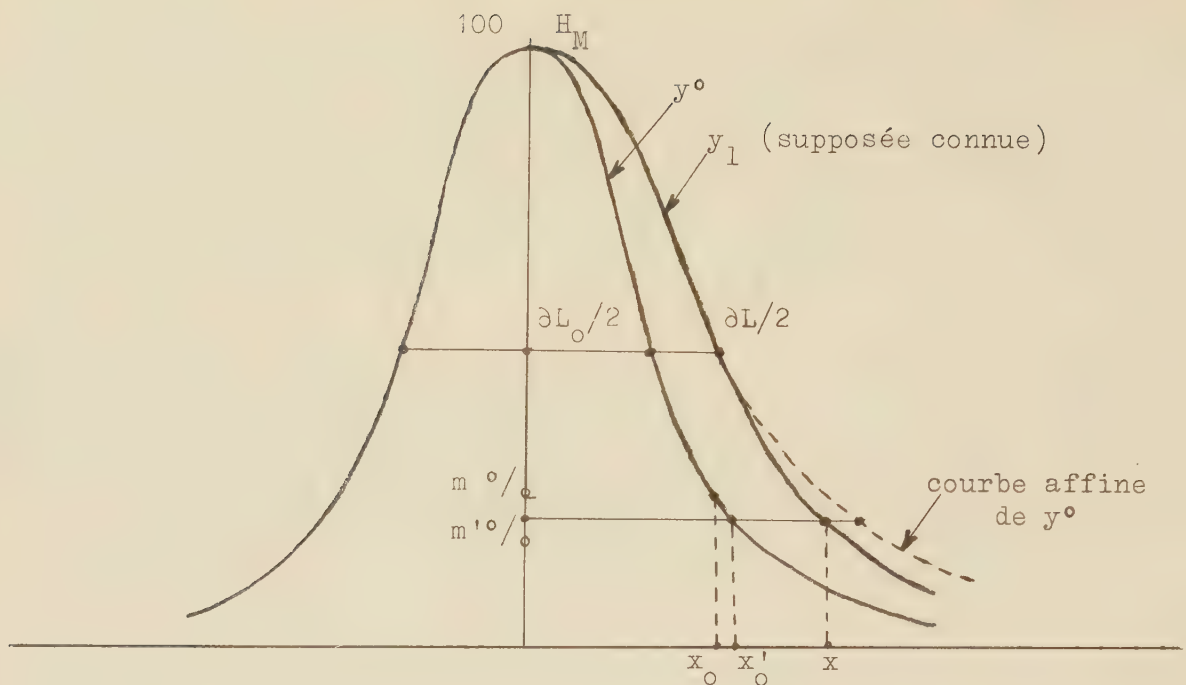


Fig.V.8

On a, d'autre part, une approximation de la hauteur h_1 et de la largeur δL_1 de la raie Brillouin. On admet qu'à x du centre de cette raie, en M, subsiste le même pourcentage de la hauteur maximale qu'à $x_0 = \frac{x \cdot \delta L_0}{\delta L_1}$ du centre de la raie excitatrice soit $m_0\%$.

Ceci est certainement inexact parce que l'élargissement par convergence ne se réduit pas à une affinité ; il a pour effet de diminuer les pieds de la raie enregistrée, étant donnée la forme de la fonction Γ ; on en tient compte de façon empirique en donnant à x_0 une valeur x'_0 un peu plus grande que celle qui résulte du calcul ci-dessus ; l'erreur introduite ne peut être importante ; à x'_0 correspond $m'_0\%$. On admet que le contraste de la courbe Brillouin est le même que celui de la courbe d'étalonnage, ce qui paraît raisonnable d'après la remarque ci-dessus.

En retranchant en M $2mh_1$ et en N $2nh_1$ on obtient les lignes Z_1^M et Z_1^N ; leur moyenne Z_1^C est une première approximation du zéro corrigé.

On mesure les hauteurs par rapports à Z_1^C ; on corrige l'une des courbes de l'influence de l'autre, au voisinage de sa partie centrale en calculant les corrections par le procédé ci-dessus et on dispose d'une meilleure approximation de sa hauteur et de sa largeur soit h_2 et ∂L_2 .

En repartant de ces valeurs on obtient deux lignes Z_2^M et Z_2^N généralement distantes l'une de l'autre de quelques millimètres pour des hauteurs Brillouin de 10 à 15 cm, ce qui assure semble-t-il, la validité de la méthode. Leur moyenne Z_C est prise pour zéro corrigé (Z_C est noté Z_{2B} sur certains enregistrements).

On mesure alors les hauteurs par rapport à Z_C , les largeurs sur les courbes corrigées en première approximation et on peut, en utilisant ces données, reconstituer les courbes Brillouin avec une précision raisonnable.

C'est à partir de ces courbes et de ce zéro que l'on mesure les hauteurs et les largeurs Brillouin définitives ainsi que l'écart entre les raies Stoke et Antistoke.

Si les courbes empiètent très peu l'une sur l'autre, on peut se borner à leur apporter une correction constante ce qui revient à décaler Z_C de telle façon qu'il représente le zéro pour chaque courbe séparément sauf dans la partie commune (Z_B sur les enregistrements).

- .b. On peut tenir compte de la fausse-diffusion si elle est faible en modifiant légèrement la technique ci-dessus. Dans le cas contraire, il faut la réabsorber ; nous préciserons au par.V-3-5.

Nous avons aussi négligé les composantes Brillouin transversales B_T ; ce n'est pas toujours possible (certains cas du quartz - Pl. XXI-1, XXIII et XXIV). Ces composantes sont toujours plus

faibles que les B_L et plus proches de la raie excitatrice. On peut alors reconstituer à peu près correctement les B_L et tracer les B_T par différence mais le résultat manque de précision. Des procédés plus perfectionnés sont à mettre au point (séries de Fourier ou ajustements à la calculatrice).

Cette conclusion est d'ailleurs valable pour les composantes longitudinales quand l'empiètement est trop important.

.c. L'aire comprise entre Z_0 et Z_{uv} , sur un ordre représente une énergie qui doit, semble-t-il, être attribuée à un fond continu ou à un ensemble de raies faibles et non résolues ; ce fond ou ces raies peuvent être situés assez loin de (σ_0) puisque la bande passante du monochromateur est large.

Ils mériteraient une étude plus approfondie si nous pouvions prouver leur existence de façon certaine. Il est en effet possible que le décalage soit du seulement à de la lumière parasite ; nous prenions toutefois des précautions pour l'éliminer et nous avons observé qu'une augmentation de son niveau modifiait peu la position de Z_{uv} . Cette question sera examinée ultérieurement.

V-3-5. Problème des Cuves.

Quand la fausse diffusion est importante les enregistrements ont l'aspect des Pl. XV ou XIX ; la diffusion Brillouin est une faible fraction, 1/50 par exemple, d'un phénomène parasite. La reconstitution du profil et les mesures de fréquence et d'intensité deviennent difficiles ou impossibles et il faut réabsorber la FD suivant la technique de Rasetti.

La planche XII et les figures V-9 a. et b montrent les courbes obtenues en interposant une cuve à mercure isotopique chauffée sur le faisceau d'une source isotopique :

Pl. XII FP 1 mm cuve = 110°C

Fig.V.9_a FP 1 mm cuve = 140°C

Fig.V.9_b FP 1,27 mm cuve = 140°C

(Les différences d'aspect de ces deux figures sont dues à la place de (2535) qui apparaît sur un autre ordre).

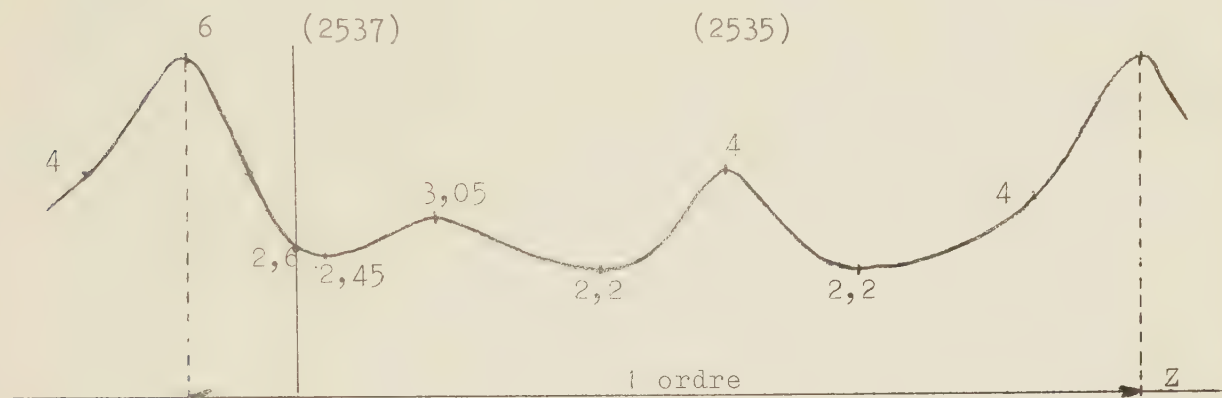


Fig.V.9_a

En pour $\%$ de la raie initiale.

Echelle 1/3.

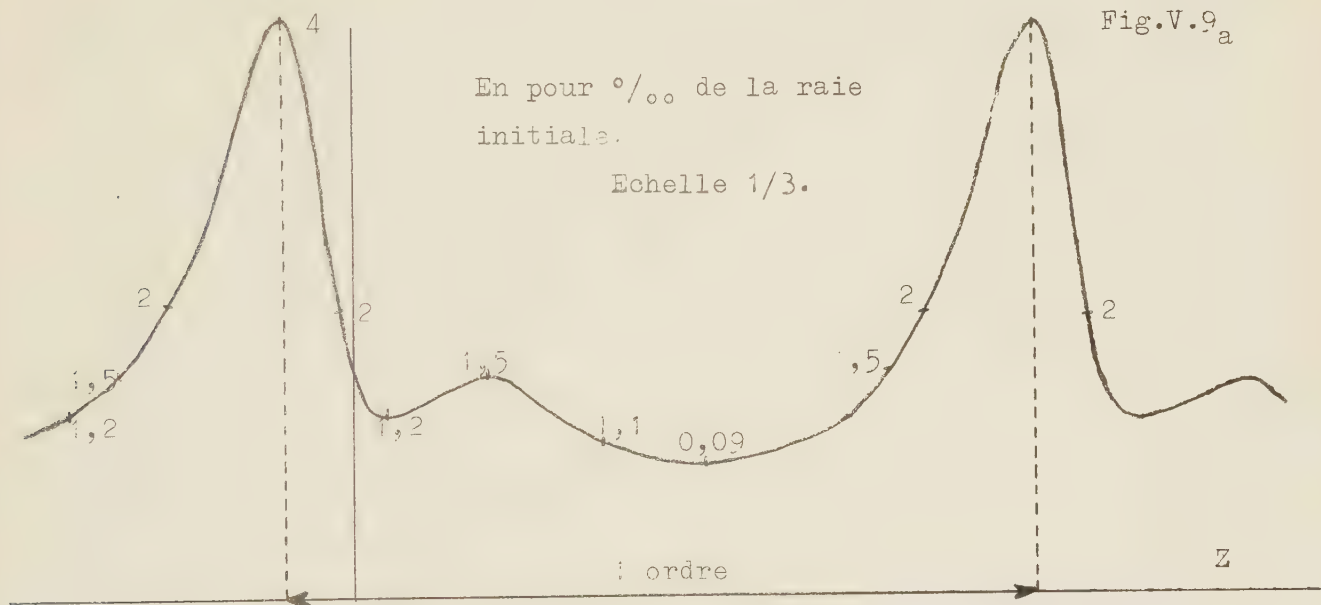


Fig.V.9_b

Les difficultés soulevées sont les suivantes :

- le résidu de F.D. peut perturber le profil des courbes enregistrées ;
- les raies Brillouin sont partiellement absorbées et cette absorption dépend de leur nombre d'onde.

Ces phénomènes sont en principe calculables. L'absorption est la quantité $A = \frac{I_0 - I}{I} = e^{-k_\sigma \xi}$ où I_0 est l'intensité incidente, I l'intensité émergente, ξ la longueur de la cuve, k_σ un coefficient qui dépend notamment du nombre d'onde et de la température, que cherche à évaluer la théorie.

Mais la loi de variation de k_σ est compliquée [20] [27] ; dans nos expériences, en particulier, la pression de vapeur du mercure est de l'ordre de 1,85 mm, il faut tenir compte des choos des atomes les uns sur les autres et les théories sont trop divergentes pour qu'il soit possible de prévoir à priori la loi d'absorption avec une précision suffisante. Nous utiliserons des solutions semi-empiriques.

— Résidu de fausse-diffusion. La cuve découpe dans la répartition primitive d'intensités de la raie une structure que l'on peut obtenir expérimentalement : on enregistre la raie excitatrice seule, puis avec interposition de la cuve ce qui permet de chiffrer le résidu en % de la raie initiale à partir d'un repère, la place de 2537 par exemple (Fig.V.9). Un enregistrement Brillouin sans cuve donne la valeur de la FD (Pl. XV et XIX) ; on peut alors calculer le résidu à retrancher de l'enregistrement en chaque point (Pl. XVI - XXIV).

La correction est inutile si la FD est faible (Pl. XIII - $I_{FD} \sim I_B$) indispensable si elle est importante (Pl. XX - $I_{FD} \sim 60 I_B$). On applique ensuite la technique du paragraphe précédent aux courbes corrigées.

Remarques.

- 1) Il est nécessaire que la température de la cuve soit la même dans les deux séries d'enregistrements (Pl.XII et Fig.V.9_a).
- 2) La question s'est posée de savoir si certains expérimentateurs n'avaient pas confondu les ailes d'absorption avec des raies Brillouin. Cela n'était pas possible dans nos expériences (source et

cuve isotopiques, FD assez faible) : en particulier, une raie qui apparaissait sur le flanc de la FD restait à la même place après interposition des cuves ; la symétrie des enregistrements était une preuve supplémentaire.

— Absorption des raies Brillouin. On ne peut pas contourner le problème ; il faut connaître l'absorption en fonction du nombre d'onde sur $2,5 \text{ cm}^{-1}$ de part et d'autre de (σ_0) .

Le mieux eut été de la déterminer à partir d'un spectre continu dans des conditions aussi voisines que possibles que celles des expériences Brillouin, c'est-à-dire avec un spectrographe de même résolution que le FP ; nous n'avions pas alors l'appareillage voulu. Nous avons chiffré cette absorption à partir des enregistrements Brillouin eux-mêmes. Dans certains cas, les mesures d'intensité étaient possibles avec et sans cuve ; ceci s'est produit, en particulier pour le quartz N°3, qui donnait très peu de FD. A $2,05 \text{ cm}^{-1}$ l'absorption valait 7,35 % pour une température de 140°C , ce qui est comparable aux prévisions théoriques de l'effet Holtmark ($\sim 3 \%$ dans ces conditions).

On peut alors limiter le problème à une extrapolation en fonction de $(\sigma - \sigma_0)$ de k_σ calculé à partir de cette valeur de A. On admet généralement que la variation de k_σ est plus ou moins rapide que $(\sigma - \sigma_0)^{-2}$ selon que σ est plus grand ou plus petit que σ_0 , tout en étant suffisamment différent de σ_0 [25]. Du fait que nous prenions une moyenne sur toutes les raies d'un enregistrement pour avoir les hauteurs Brillouin, il nous a paru justifié d'utiliser une loi en $(\sigma - \sigma_0)^{-2}$, valable rigoureusement si seuls interviennent les phénomènes liés à la largeur naturelle de la raie ; nous n'avons d'ailleurs pas constaté, à 140° , une absorption systématiquement plus grande pour les raies Stoke, ce qui laisse supposer que les différences étaient masquées par les erreurs d'expérience.

Nous avons calculé la transmission et l'absorption de la cuve isotopique maintenue à 140° , par les lois :

$$(V.15) \quad \tau_{Hg} = \exp \left(\frac{-k_o}{(\sigma - \sigma_o)^2} \right) \quad A_{Hg} = 1 - \tau_{Hg} \quad (\approx \frac{k_o}{(\sigma - \sigma_o)^2} \text{ pour } A_{Hg} < 0,10)$$

avec $k_o = 0,28_o$ (expérimental) ; on pouvait alors évaluer les corrections sur les hauteurs mesurées en fonction de l'écart Brillouin.

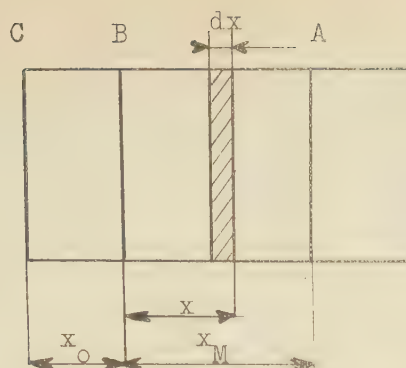
Remarques.

- 1) Pour un cas de ClO_3Na , à $1,25 \text{ cm}^{-1}$, A_{Hg} a pu être déterminé expérimentalement avec une précision suffisante ; on a trouvé : $A = 15 \text{ } \circ/\circ$. La loi ci-dessus donne $A = 16,5 \text{ } \circ/\circ$. L'accord est acceptable.
- 2) La température a beaucoup d'influence sur A parce que k_σ est sensiblement proportionnel à la pression de vapeur saturante du mercure ; une variation de 5° entraîne une variation de $2 \text{ } \circ/\circ$ sur τ_{Hg} à $2,05 \text{ cm}^{-1}$. Il était sans importance de connaître la température vraie de la cuve, d'ailleurs difficile à définir (les faces jouent le rôle de parois froides) mais il fallait que les conditions expérimentales soient les mêmes dans les étalonnages et les enregistrements Brillouin.
- 3) Si on élève la température, l'absorption devient dissymétrique, plus élevée du côté des courtes longueurs d'onde. On absorbe complètement des composantes à 1 cm^{-1} vers $180^\circ C$.

V-3-6. Les formules donnant les β ne sont plus valables si le cristal est doué de polarisation rotatoire. (Chlorate de Sodium et Quartz).

— ClO_3Na - Ce corps a même pouvoir rotatoire dans toutes les directions et le problème se pose quelle que soit l'orientation du cristal par rapport aux faisceaux incident et diffusé.

Le faisceau primaire est constitué de lumière naturelle quand il tombe sur le cristal ; son état de polarisation est évidemment



le même quand il arrive sur le volume diffusant constitué par le cylindre AB (Fig.V.10) (le cristal est limité par la face C).

Fig.V.10

Supposons la raie Brillouin polarisée verticalement :

elle est créée dans la tranche d'épaisseur dx située à la distance x de B avec une intensité dI proportionnelle à dx ; le vecteur lumineux qui la représente tourne, avant de sortir du cristal de $\alpha + \alpha_0$ avec $\alpha = [\alpha] x$ et $\alpha_0 = [\alpha] x_0$ ($[\alpha]$: pouvoir rotatoire spécifique du ClO_3Na pour la radiation utilisée) ; le vecteur lumineux en C a deux composantes suivant les axes V et H et les intensités correspondantes sont :

$$dI_V = K d\alpha \cos^2 (\alpha + \alpha_0)$$

$$dI_H = K d\alpha \sin^2 (\alpha + \alpha_0)$$

Il faut faire la somme pour tout le volume diffusant ; on obtient en posant :

$$\rho = \frac{I_H}{I_V} :$$

$$(V.16) \quad \rho = \frac{\alpha_M - \sin \alpha_M \cos(2\alpha_0 + \alpha_M)}{\alpha_M + \sin \alpha_M \cos(2\alpha_0 + \alpha_M)} \quad \text{avec} \quad \alpha_M = [\alpha] x_M$$

On avait dans nos expériences : $[\alpha] = 14^\circ,8/\text{mm}$; $x_M = 39 \text{ mm}$; $\alpha_M = 10,1 \text{ rad}$; la formule (V.16) devient :

$$\rho = \frac{1 - 0,060 \cos (37^\circ + 2\alpha_0)}{1 + 0,060 \cos (37^\circ + 2\alpha_0)}$$

Les variations de ρ en fonction de x_0 sont portées sur le graphique (V.11) ; on voit que la dépolarisation est presque complète quelle que soit la position du volume diffusant dans le cristal ($\rho_{\text{maxi}} = 1,130$; $\rho_{\text{mini}} = 0,884$).

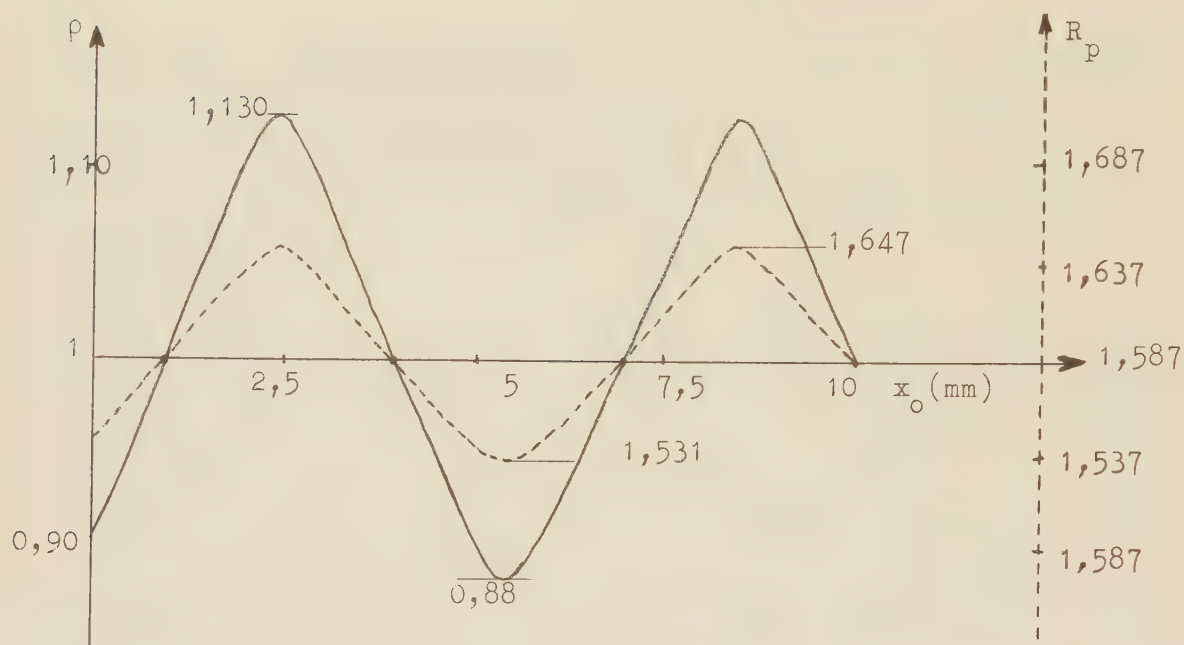


Fig.V.11

L'intensité totale diffusée par le volume AB est $I = I_v + I_h \dots$
 $\dots = K\alpha_M$. Le flux diffusé total calculable par les formules
 théoriques se décompose à la sortie du cristal en φP_v polarisé
 verticalement et φP_h polarisé horizontalement avec $P_v = \frac{1}{1+\rho}$
 $P_h = \frac{\rho}{1+\rho}$.

Le monochromateur transmet $\varphi(P_v \tau_v + P_h \tau_h)$; on montre alors
 que m_{vh} doit être remplacé dans les formules donnant β_v par $R_p m_{vh}$
 avec :

$$R_p = \frac{1}{P_v + \frac{\tau_h}{\tau_v} P_H} = \frac{1 + \rho}{1 + \rho \frac{\tau_h}{\tau_v}} \quad (R_p = 1,587 \text{ si } \rho = 1)$$

Il vient donc :

$$\beta_v = \frac{d}{D \cdot N} \cdot \frac{1}{S} \cdot \frac{1}{\omega R_\omega} R_p m_{vh} \frac{h \partial L}{H_o \partial L_o}$$

soit :

$$(V.17) \quad \beta_v = \frac{0,875 \cdot 10^{-6}}{N} \cdot R_p \frac{h \partial L}{H_o \partial L_o} \quad \text{dans nos expériences.}$$

Il faut tenir compte du flux Brillouin polarisé horizontalement.
Quand il n'y a pas de dépolarisation, le premier membre des formules s'écrit :

$$\beta_v + \frac{\tau_h}{\tau_v} \cdot \beta_h = \beta_v + 0,260 \beta_h$$

Si la dépolarisation est complète, ce premier membre devient $\beta_v + \beta_h$ puisque les deux composantes sont alors après le cristal, dans le même état de polarisation et traitées identiquement par le monochromateur (la lumière diffusée à la symétrie de la lumière naturelle, quelle soit due au Brillouin vertical ou au Brillouin horizontal).

Si la dépolarisation est partielle, caractérisée par ρ , le calcul montre que le premier membre doit s'écrire :

$$(V.18) \quad \beta_v + \frac{\tau_h + \rho \tau_v}{\tau_v + \rho \tau_h} \beta_h \simeq \beta_v + \rho \beta_h \quad \text{si l'on a } \rho \sim 1, \frac{\tau_h}{\tau_v} \text{ petit.}$$

(l'erreur que l'on fait en confondant le coefficient de β_h et ρ

vaut $0,05 \beta_h$ si $\rho = 1 \pm 0,13$ - valeurs maximales - et β_h est nettement plus petit que β_v dans la diffusion longitudinale).

En définitive, les formules de vérification deviennent :

$$\beta_v + \rho \beta_h = \frac{d}{D \cdot N} \frac{1}{S} \frac{1}{\omega} \frac{1}{\omega} R_p m_{vh} \frac{h \partial L}{H_o \partial L_o}$$

soit, pour nous :

$$(V.19) \quad \beta_v + \rho \beta_h = \frac{0,875 \cdot 10^{-6}}{N} R_p \frac{h \partial L}{H_o \partial L_o}$$

où ρ et R_p sont à déterminer dans chaque cas en fonction de la position du cristal pendant les expériences.

(Cette position n'a que peu d'influence sur le résultat ; les variations de R_p avec x_o ont été portées en pointillé sur le graphique V.11 ; on voit que R_p ne varie pas de plus de 4 % autour de la valeur 1,587 qui correspond à la dépolarisation complète).

Quartz. Le problème ne se pose que quand la diffusion est étudiée suivant l'axe Z. Mais le pouvoir rotatoire du quartz est bien plus grand que celui de ClO_3Na ($145^\circ/mm$ à $\lambda = 2537 \text{ \AA}$) : la dépolarisation peut être considérée comme complète quelle que soit la position du cristal par rapport au faisceau incident (dans les formules V.16, α_M vaut maintenant $98,7 \text{ rad.}$).

Les formules à utiliser sont les formules V.18 avec $\rho = 1$, $R_p = 1,587$, soit :

$$(V.20) \quad \beta_v + \beta_h = \frac{1,39 \cdot 10^{-6}}{N} \frac{h \partial L}{H_o \partial L_o}$$

On doit s'attendre à trouver des intensités différentes dans les cas notés $DZ + 45^\circ$ (faisceau incident selon D quelconque, faisceau

diffusé selon Z) et $2D + 45^\circ$ (disposition inverse) bien que ces cas soient identiques du seul point de vue effet Brillouin (Cf. Chap. VIII).

V-3-7. Cas des sources et des cuves à mercure naturel.

La technique décrite dans ce paragraphe devient d'application difficile pour plusieurs raisons :

- * La perte de finesse enregistrée et la dissymétrie rendent malaisée la séparation des raies et la reconstitution des profils Brillouin (composantes transversales en particulier) ; le pointé des sommets est moins précis ; les élargissements sont mal définis.
- * L'absorption de la cuve suit des lois plus compliquées ; notamment l'absorption des composantes transversales devient importante et dissymétrique, conséquence de la loi en $(\sigma - \sigma_0)^2$. La dissymétrie de l'absorption peut même devenir gênante pour les composantes longitudinales si on chauffe trop la cuve.

Nous avons fait l'étude expérimentale des quatre combinaisons obtenues en utilisant le quartz N°3. Les planches XIII et XIV reproduisent quatre enregistrements tirés de cette étude. La perte de qualité est évidente et serait encore plus nette si la fausse diffusion était plus importante.

On peut signaler qu'à 150°C une cuve à Hg naturel absorbe complètement les raies Brillouin créées à $2,05 \text{ cm}^{-1}$ par une raie excitatrice isotopique.

V - 4. RESUME - PRECISION -

— On peut schématiser la suite d'opération qui permettent d'obtenir et de dépouiller les enregistrements Brillouin. Il faut :

- a) -1- Enregistrer la raie excitatrice avec et sans polarisation avec la cuve compensatrice.
- 2- Enregistrer la raie excitatrice avec et sans polarisation avec la cuve à mercure.
- 3- Modifier la sensibilité de la cellule de façon connue ; enregistrer la raie convenablement affaiblie.
- 4- Enregistrer le spectre Brillouin avec et sans polarisation avec la cuve compensatrice.
- 5- Enregistrer le spectre Brillouin avec et sans polarisation avec la cuve à mercure.
- 6- Vérifier que les conditions expérimentales n'ont pas varié par un enregistrement analogue à (3).

Le contrôle d'intensité fonctionne pendant toute la durée des manipulations ; diverses mesures annexes peuvent être nécessaires.

Il faut ensuite :

- b) -1- Chiffrer en $\%$ certaines courbes 1 et 2
- 2- Débarrasser les courbes 5 du résidu de FD
- 3- Reconstituer les courbes 4 (si elles sont utilisables) et 5 (place du zéro et superposition des raies)
- 4- Mesurer les hauteurs, les largeurs, et les écarts en fréquence en prenant des moyennes sur deux ou plusieurs enregistrements.
- 5- Apporter aux résultats déduits des courbes 5 la correction due à l'absorption du mercure.

On peut alors comparer résultats de l'expérience et prévisions théoriques obtenues par ailleurs, en tenant compte, s'il y a lieu, de l'influence de la polarisation rotatoire.

Remarques.

- 1) La suite d'opérations ci-dessus peut être abrégée si on ne fait pas de mesures de polarisation et surtout si on se borne à déterminer les écarts en fréquence.

2) Nous avons fait au moins deux enregistrements de chaque position d'un cristal ; la reproductibilité était suffisante pour qu'il soit intéressant de faire une moyenne graphiquement, ce qui éliminait certaine irrégularités accidentelles.

On peut estimer que les déterminations de shifts étaient obtenues avec une incertitude de 3 ou 4 unités sur le quatrième chiffre significatif (précision : $2 \text{ à } 3 \text{ ‰}$) à condition de prendre les précautions signalées. (courbes reconstituées).

Les largeurs de raies enregistrées étaient mesurées à $\pm 20 \text{ mk}$ (précision 3 ‰) dans les meilleurs cas. Il en résulterait une erreur bien plus grande sur la largeur propre du phénomène.

Les intensités expérimentales (les β) n'étaient sûrement pas évaluées à mieux que 10 ‰ , dans les meilleurs cas (corrections nombreuses).

Les intensités théoriques sont également entachées d'erreurs dues aux incertitudes sur les c_{ij} et les p_{ij} , difficiles à évaluer à cause de la complexité des calculs et du manque de renseignements sur la précision des données. (On peut s'en faire une idée en effectuant les calculs à l'ordinateur quand plusieurs jeux de constantes sont disponibles - cas du Quartz). En définitive, on ne peut pas espérer que les comparaisons expérience-théorie ont été faites à mieux que $15 \text{ ou } 20 \text{ ‰}$ près, en ce qui concerne les intensités.

Il y a lieu de remarquer qu'une cause d'erreur importante dans ces mesures est la présence de vapeurs de mercure dans l'atmosphère, même en très petite quantité. Nous n'avons obtenu des résultats reproductibles qu'en renouvelant l'air par circulation tout en maintenant la pièce du montage en légère surpression par rapport aux laboratoires voisins.

TROISIEME PARTIE

R E S U L T A T S

REMARQUES SUR LA PRESENTATION DES RESULTATS

1 - Tous les enregistrements ont été obtenus dans les conditions précisées au début du chapitre V.

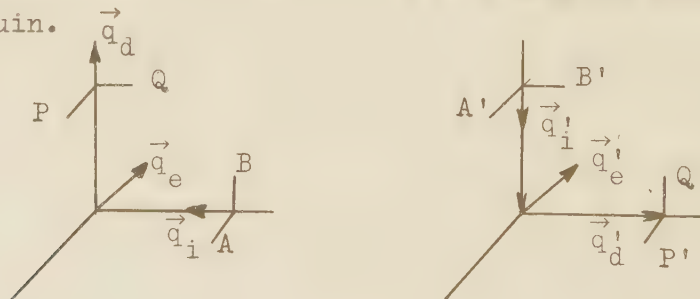
2 - L, T et T' indiquent la nature de l'onde élastique active. (L : longitudinale ou quasi longitudinale) ; AP, BP, AQ, BQ repèrent la polarisation des faisceaux [(L, AP) : notation équivalente à (1) ou (s, m) - s pour la branche, m pour la polarisation - utilisés dans la partie "théorie"].

β_v , β_h ont été définis comme les sommes $\beta_{AP} + \beta_{BP}$ et $\beta_{AQ} + \beta_{BQ}$ (form. V-12) ; on définit de même φ_v et φ_h (flux diffusés) sans autre précision, il s'agit des quantités liées à l'onde L.

3 - Un cas de diffusion est spécifié par $(\vec{q}_i, \vec{q}_d)$ dans cet ordre ce qui détermine le plan de diffusion et $\vec{q}_e$.

$$(\vec{q}_i, \vec{q}_d) = (-\vec{q}_i, -\vec{q}_d) \neq (-\vec{q}_i, \vec{q}_d) \quad \text{en général.}$$

L'interversion incident - diffusé [cas $(\vec{q}_i, \vec{q}_d)$ et $(\vec{q}'_i, \vec{q}'_d)$ avec $\vec{q}'_i \equiv \vec{q}_d$ et $\vec{q}'_d \equiv \vec{q}_i$] conduit à la même normale élastique, donc aux mêmes matrices [n] (Par.I-1.1) et aux mêmes fréquences élastiques et Brillouin.



Les intensités dépendent de $K_{AP} = \vec{P} \cdot [\delta K] \vec{A}$ (Par.V-3.1) ; $[\delta K]$ conserve la même valeur, fonction seulement de $\vec{q}_e$; il est d'autre part symétrique autour de sa diagonale ; il en résulte : $K_{AP} = K_{A'P'}$ $K_{BQ} = K_{B'Q'}$ mais $K_{AQ} = K_{B'P'}$ $K_{BP} = K_{A'Q'}$; il faut donc intervertir les β correspondants à ces deux derniers cas dans les tableaux de prévisions théoriques, si l'on intervertit incident diffusé.

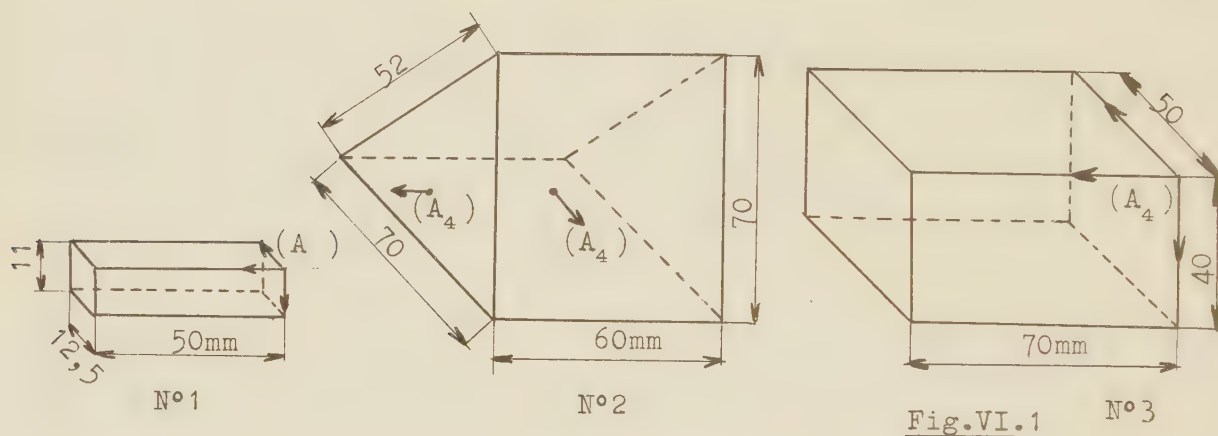
4. - Les résultats numériques sont déduits des enregistrements par la technique du chapitre V : les shifts sont calculés par la formule (V-1), les élargissements à partir de (III.6) (avec $\Gamma \equiv T$, $t = 0,14 \delta\sigma$) en utilisant les courbes données dans [33] ; les formules de vérifications des intensités seront rappelées dans chaque cas en notant R ou R_v les quantités $\frac{h\partial L}{H_0\partial L_0}$ du Par.V-3.4 mesurées en lumière totale ou polarisée ; les flux se déduisent des β (ou directement des R par un raisonnement analogue à celui du par. V-3.2).

Nous faisons la moyenne des deux mesures de shift et des quatre mesures de largeur et de hauteur possibles par enregistrement, puis la moyenne de ces résultats, en pondérant les valeurs obtenues avec les meilleurs interférogrammes. Nous avons enfin chiffré la dispersion par l'écart moyen, noté $\pm$ pour le distinguer de l'incertitude totale, évaluée dans certains cas.

CHAPITRE VI - CHLORURE DE SODIUM

VI-1. CONDITIONS EXPERIMENTALES ET PREVISIONS THEORIQUES -

— Cristaux étudiés.



(1) et (2) ont été obtenus par fusion (ONERA et Quartz et Silice) ;
(3) est un cristal naturel.

Les échantillons étaient recouverts d'un vernis d'indice voisin du leur, puis de vernis noir mat et placés dans une boîte noircie percée de deux ouvertures ; l'expérience a d'ailleurs montré que ces précautions avaient peu d'influence sur l'intensité de la fausse diffusion. Les mesures ont surtout porté sur le cristal N°1, de meilleure qualité ; le cristal N°3 était peu utilisable à cause de la F.D.

Compte non tenu d'assez nombreux essais, nous avons analysé une vingtaine de spectres Brillouin, tous obtenus en éclairant le cristal et en étudiant la lumière diffusée suivant des axes A_4 , avec ou sans interposition de la cuve à réabsorption, avec ou sans polarisation. (Cfr. Planches XV et XVI).

— Ordres de grandeur :

- Fausse diffusion :

$$\psi_{FD} : \text{de } 2,5 \cdot 10^{-9} \Phi_0 \text{ (ClNa.1) à } 5 \cdot 10^{-8} \Phi_0 \text{ (ClNa.3)}$$

(Φ_0 : flux incident en lumière naturelle).

- Composantes longitudinales :

$$\psi_B \simeq 1,2 \cdot 10^{-10} \Phi_0 \quad \delta\sigma \simeq 1.380 \text{ mk}$$

Les composantes transversales n'ont pu être observées (elles sont environ 100 fois plus faibles).

— Prévisions théoriques.

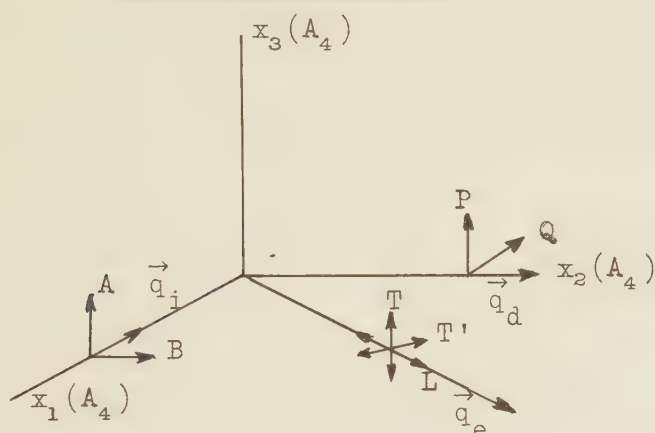


Fig.VI.2

Il est possible d'exprimer littéralement les vitesses élastiques et les β dans un cas aussi simple (Fig.VI.2). On obtient les résultats du tableau ci-dessous, valables pour tous les cristaux des classes (432) ($\overline{4}3m$) et ($m\overline{3}m$) dans la position : normale à l'onde active [110], plan de diffusion : (001).

Direction de la vibration	$\gamma = \rho V_e^2$	β_{AP}	β_{BP}	β_{AQ}	β_{BQ}
[110] L	$\gamma_1 = \frac{c_{11} + c_{12}}{2} + c_{44}$	$\frac{p_{12}^2}{\gamma_1}$	0	0	$\frac{p_{44}^2}{\gamma_1}$
[001] T	$\gamma_2 = c_{44}$	0	$\frac{p_{44}^2}{2\gamma_2}$	$\frac{p_{44}^2}{2\gamma_2}$	0
[110] T'	$\gamma_3 = \frac{c_{11} - c_{12}}{2}$	0	0	0	0

Les shifts sont ici donnés par : $\frac{\delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{nV_e\sqrt{2}}{c}$ et les flux diffusés

par : $\psi_{AP}^+ = \frac{\pi^2 KT}{2\lambda_0^4} \frac{16 n^8}{(n+1)^4} \beta_{AP} \frac{s\omega}{d} \frac{\Phi_0}{2}$ (form.V.6) où les β_{AP} se réduisent à des β_{ij} (Par.V.3).

On trouve les mêmes résultats pour les shifts et les β en intervertissant incident et diffusé et en prenant pour direction de diffusion x_2 , $-x_2$, x_3 et $-x_3$ tout en laissant l'incident selon x_1 (conséquence de la symétrie élevée du milieu).

On peut dire, d'autre part, que chaque raie a une dégénérescence de 4 puisque les quatre combinaisons d'indices qui interviennent en général dans la détermination des $\vec{q}_e$ et le calcul des $\delta\sigma$ se réduisent à une seule dans les corps optiquement isotropes.

— Données numériques.

$$n = 1,652 ; N = \frac{16 n^8}{(n+1)^4} = 18,0 ; \rho = 2,18 ; \frac{\pi^2 KT}{2\lambda_0^4} = 4,187 \cdot 10^5$$

— ($c_{11} = 4,87$; $c_{12} = 0,124$; $c_{44} = 1,26$). 10^{11} dynes/cm² (Huntington 1958) avec $c_{11} = c_{22} = c_{33}$; $c_{12} = c_{13} = c_{23}$; $c_{44} = c_{55} = c_{66}$; $c_{\alpha\beta} = c_{\beta\alpha}$ (propriété générale de $[c]$) ; autres termes nuls. Ces relations sont valables pour tous les cristaux du système cubique.

— $p_{11} = 0,110$; $p_{12} = 0,153$; $p_{44} = -0,010$ (à 5890 Å ; Burstein 1948)
(0,1373) (0,178) (-0,0108) (Pöckels 1890)

avec :

$p_{11} = p_{22} = p_{33}$; $p_{12} = p_{13} = p_{23} = p_{21} = p_{31} = p_{32}$; $p_{44} = p_{55} = p_{66}$;
tous les autres nuls. Relations valables pour les classes ($\bar{4}3m$) (432) et ($m\bar{3}m$).

— On obtient les valeurs ci-après (p.137) (le chiffre entre parenthèses est obtenu avec les $p_{\alpha\beta}$ de Pöckels) :

Onde	V_e (km/s)	$\delta\sigma$ (mk)	$10^{14} \beta_{AP}$	$10^{14} \beta_{BP}$	$10^{14} \beta_{AQ}$	$10^{14} \beta_{BQ}$
L	4,456	1,368	5,43 (7,34)	0	0	0,023
T	2,404	738	0	0,048	0,048	0
T'	2,885	884	0	0	0	0

Formules de vérification pour les intensités.

Les formules du chap.V deviennent :

Sans polarisation : $\beta_v + 0,260 \beta_h = 0,487 \cdot 10^{-7} R$

si les faisceaux d'étalonnage et Brillouin sont enregistrés avec la cuve compensatrice ;

$$\beta_v + 0,260 \beta_h = 0,395 \cdot 10^{-7} R / \tau_{Hg} = 0,873 \cdot 10^{-7} R$$

si le flux diffusé est enregistré avec interposition de la cuve à mercure à 140°C, ($\tau_{Hg} = 0,875$, par V.15).

Avec polarisation des deux faisceaux d'étalonnage et diffusé :

.avec la cuve compensatrice : $\beta_v = 0,448 \cdot 10^{-7} R_v$; $\beta_h = 0,064 \cdot 10^{-7} R_h$

.avec la cuve isotopique : $\beta_v = 0,419 \cdot 10^{-7} R_v$; $\beta_h = 0,060 \cdot 10^{-7} R_h$

VI-2. RESULTATS -

Il nous a paru inutile de détailler les résultats expérimentaux enregistrés par enregistrés ; nous donnons les moyennes prises sur des spectres de qualité comparable, étudiés par la même technique, en chiffrant la dispersion.

— Shifts - ClNa N°1 : $\delta\sigma = 1,377 \pm \overline{4}$ mk

(10 enregistrements avec les F.P. de 1 et 1,27 mm, avec et sans réabsorption, donnent des résultats concordants à cette précision, sans qu'il apparaisse d'écart systématique ; un enregistrement avec la cuve à Hg naturel a donné un résultat plus grand : $\delta\sigma = 1,389$ peut être du à l'absorption du mercure).

. ClNa N°2 - $\delta\sigma = 1,376 \pm \overline{2}$ mk (2 mesures seulement) (*)

. ClNa N°3 - $\delta\sigma = 1,389 \pm \overline{2}$ mk (2 " ") gênées par la F.D.)

— Largeurs - ClNa N°1.

FP.1,25 mm $y_S = 488 \pm 3$ mk (2 mesures)

$y_{FD} = 496 \pm \overline{10}$ mk (3 mesures)

$y_B = 531 \pm \overline{5}$ mk (6 mesures avec ou sans cuve isotopique avec ou sans polarisation)

FP.1 mm $y_S = 586$ mk (1 mesure)

$y_{FD} = 578 \pm \overline{8}$ mk (2 mesures)

$y_B = 645 \pm \overline{8}$ mk (3 mesures)

— Intensités ClNa N°1.

F.D. = sur quatre enregistrements donnant par ailleurs le même

$\varphi_B = 1,2 \cdot 10^{-10} \Phi_0$: $\varphi_{FD} = 23 ; 34 ; 38 ; 55 ; (10^{-10} \Phi_0)$.

Brillouin -

$\beta_v + 0,260 \beta_h = (4,10 \pm \overline{0,20}) 10^{-14}$. (7 mesures avec la cuve isotopique).

$\beta_v + 0,260 \beta_h = 4,0 \cdot 10^{-14}$ (1 mesure avec la cuve compensatrice).

$\beta_v = 3,70 \pm \overline{0,20} \cdot 10^{-14}$ (4 mesures avec la cuve isotopique en interposant le Foucault).

(*) - "mesure" est mis pour "moyenne des 2 ou 4 mesures possibles sur un enregistrement".

ClNa 2 -

$$\varphi_{FD} = 150 \cdot 10^{-10} \Phi_0$$

$$\beta_v + 0,26 \beta_h = 3,8 \cdot 10^{-14} \quad (1 \text{ mesure avec la cuve isotopique})$$

ClNa 3 -

$$\varphi_{FD} = 500 \cdot 10^{-10} \Phi_0$$

$$\beta_v + 0,26 \beta_h = 3,3 \cdot 10^{-14} \quad (1 \text{ mesure gênée par la FD. avec la cuve isotopique}).$$

VI-3. DISCUSSION -

— Shifts.

Si les $c_{\alpha\beta}$ sont connues à 0,01 près, l'incertitude sur la valeur théorique est 4 mk ; d'autre part, nous avons seulement chiffré la dispersion des mesures, l'erreur totale peut être évaluée à 6 ou 8 mk. L'accord entre $1,377 \pm 8$ et $1,368 \pm 4$ est satisfaisant.

— Elargissements.

L'utilisation de la cuve à réabsorption n'a fait apparaître aucun élargissement systématique.

La largeur apparente prévue de la raie de diffusion est $\gamma = 190$ mk (Par.III.1). Si on admet que $S^\circ * W$ est de type G (parce que les fonctions qui donnent W par convolutions successives ont peu de pieds, A. excepté) on trouve :

$$488_{(G)} \oplus 190_{(T)} = 516 \text{ mk} \quad (\text{pour } 531 \text{ obtenu})$$

$$586_{(G)} \oplus 190_{(T)} = 610 \text{ mk} \quad (\text{pour } 645 \text{ obtenu})$$

La concordance est acceptable ; il est d'ailleurs probable que W élargit plus qu'une fonction G.

— Intensités : F.D.

Les variations d'un cristal à l'autre s'expliquent sans doute par des différences de structures réelles. Les variations pour un même cristal nous paraissent actuellement inexplicables ; il n'est pas probable qu'elles soient dues à la lumière parasite puisqu'on n'observait pas de modification appréciable en dévernissant complètement le cristal et en prenant volontairement peu de précautions. Par ailleurs, le facteur de dépolarisation $\rho = \varphi_h / \varphi_v$ a varié d'une expérience à l'autre de 0 à 1,35.

L'étude de la F.D. est à reprendre de façon plus systématique.

Brillouin.

La concordance des résultats entre eux peut être considérée comme acceptable, étant donnée la faiblesse du phénomène à mesurer.

Dépolarisation : D'après la théorie $\beta_h = \beta_{BQ}$ (pour l'onde longitudinale) est négligeable devant $\beta_v = \beta_{AP}$ ce qui entraîne $\rho \approx 0$.

D'après nos mesures $\rho = 0,42$, mais cette valeur obtenue par différence de résultats correspondants à des conditions expérimentales différentes (Foucault) est très sensible aux erreurs accidentelles et probablement pas à retenir.

La façon correcte d'opérer sera de comparer φ_v^B et φ_h^B enregistrée dans des conditions identiques pour éviter l'action polarisante du réseau (un enregistrement "normal" avec le Foucault suivi d'un enregistrement "inversé", la vibration horizontale devenant verticale par action d'une lame demi-onde ou d'un quartz mince perpendiculaire à l'axe).

Accord avec la théorie : $(\beta_{AP})_{\text{expé}} = (4,1 \pm 0,2) 10^{+14}$ (meilleures mesures) ; l'incertitude totale vaut au moins 0,4, sans doute plus. L'accord avec $5,43 \cdot 10^{-14}$ (Huntington) et à fortiori $7,32 \cdot 10^{-14}$ (Pöckels) ne peut cependant être considéré comme tout à fait satisfaisant.

La difficulté provient sans doute de ce que les $p_{\alpha\beta}$ ont été mesurés à 5893 Å. Le tenseur $[p_{\alpha\beta}] = [P]$ relie $[\Delta b] = [\Delta(\frac{1}{n^2})]$ aux déformations $[e]$ par $[\Delta b] = [P] [e]$. On pourrait penser que $[P]$ varie avec la longueur d'onde comme $\frac{1}{n^2}$; un calcul simple montre alors que (β_{AP}) à 2537 Å devrait être égal à 0,762 (β_{AP}) à 5893 Å, soit $4,14 \cdot 10^{-14}$, auquel cas la concordance serait excellente.

Malheureusement, les quelques mesures de dispersion des constantes élasto-optiques que l'on possède (Yengul - Nature 1955-176-1119), ne sont pas en accord avec une loi aussi schématique : quand la longueur d'onde décroît les $p_{\alpha\beta}$ décroissent moins vite que $\frac{1}{n^2}$ pour les halogénures alcalins, ils croissent pour les aluns et le nitrate de plomb.

D'un autre point de vue, nous pouvons considérer nos résultats tenus pour exacts comme une mesure de : $\frac{2p_{12}}{(c_{11} + c_{12} + 2c_{44})}$; on en déduit : $p_{12} = 0,133$ à 2537 Å pour $p_{12} = 0,153$ à 5893 Å.

En modifiant l'orientation du cristal et l'angle de diffusion, on pourrait calculer les autres constantes élasto-optiques à partir des mesures d'intensités, ainsi d'ailleurs que les constantes élastiques à partir des mesures de shifts.

CHAPITRE VII - CHLORATÉ DE SODIUM

VII-1. CONDITIONS EXPERIMENTALES -

Cristaux étudiés.

Les échantillons ont été taillés dans un cube de 8 cm de côté environ obtenu au laboratoire par le procédé de "circulation à température constante" (Ch. Bouhet et R. Lafont. CR.226.9948. p.1823).

La figure VII.1 (p.153) précise les plans de coupe. ClO_3Na appartient à la classe (2.3), tétrartoédrie du système cubique et la disposition des axes x_1 x_2 x_3 par rapport au cristal n'est pas arbitraire ; celle de la figure a été déterminée par recoupements à partir de l'étude des cristaux N°2 et 3 ; les dispositions que l'on en déduit par symétrie binaire ou ternaire sont évidemment équivalentes.

Les cristaux étaient taillés en biseau à une de leurs extrémités pour éviter la lumière parasite ; le N°3 a été retaillé comme l'indique la figure pour les raisons indiquées au Par.VII-4.1. Les petites faces ont environ 2 cm de côté, les grandes de 7 à 9 cm de longueur.

Les positions du cristal par rapport aux faisceaux sont repérées par les lettres A, B ; A', B' ; A*, B* (voir figure). Par exemple : "position A_3^* " signifie qu'il s'agit du cristal N°3 éclairé perpendiculairement à la face A* (située dans le plan E' F' G' H') et diffusant dans la direction $\vec{E'G'}$; dans la position A_3 la direction de diffusion est inversée. La correspondance avec la notation ($\vec{q}_i$ $\vec{q}_d$) est indiquée au Par.VII-5.1.

Enregistrements : les planches XVII à XX sont deux exemples des résultats obtenus avec plus ou moins de F.D., avec ou sans réabsorption.

Ordres de grandeur : $\delta\sigma_B$ de 1.200 à 1.280 mk

$$\psi_B \sim 2.5 \cdot 10^{-10} \Phi_0$$

$$\psi_{FD} \text{ (de 3 à 500) } 10^{-10} \Phi_0$$

Données numériques : $\rho = 2,49$; $n = 1,590$; $N = 14,5$

$$- (c_{11} = 5,00 ; c_{12} = 1,47 ; c_{44} = 1,18) \cdot 10^{11} \text{ dynes/cm}^2 \text{ (in [113])};$$

la matrice a les mêmes symétries que celles du ClNa.

$$- p_{11} = 0,173 ; p_{12} = 0,258 ; p_{13} = 0,223 ; p_{44} = 0,0187 \text{ (Mason 1946)}$$

avec les égalités :

$$p_{11} = p_{22} = p_{33} ; p_{44} = p_{55} = p_{66} ; p_{12} = p_{23} = p_{31} ; p_{13} = p_{21} = p_{32}$$

communes à tous les cristaux des classes (23) et (m3).

Toutes les classes du système cubique sont équivalentes en ce qui concerne les propriétés élastiques. Or A_2 reste un axe pour ces propriétés à cause de la relation $c_{\alpha\beta} = c_{\beta\alpha}$ et les constantes de ClO_3Na sont voisines de celles de ClNa. (réseaux pratiquement identiques) ; on doit donc s'attendre à trouver les mêmes formules et des valeurs comparables pour les vitesses des ondes et les écarts en fréquence.

La matrice élasto-optique, par contre, n'a que les symétries de la classe $[p_{13} \neq p_{12} ; 2(p_{13} - p_{12})/(p_{13} + p_{12}) = 14,5 \text{ } \circ/\circ]$; il en résulte des différences de comportement : le milieu devient biaxe par contrainte suivant un axe cubique, l'intensité de la diffusion n'est pas la même dans les cas A_3 (ou A_3^*) et A_3' , etc... Ces propriétés sont évidemment liées à la dissymétrie du motif.

VII-2 . ClO₃Na N°1 -

VII-2.1. Prévisions théoriques.

Tous les cas A - A' - B - B' sont équivalents entre eux à cause des symétries binaires. La direction de la normale à l'onde élastique active est [110] dans le cas A (plan de diffusion (001) - Cf.Fig.VI.2). On trouve [113], en posant :

$$\bar{\omega} = \frac{p_{12} - p_{13}}{2} ; \bar{p} = \frac{p_{12} + p_{13}}{2}$$

Direction de la vibration	$\gamma = \rho v_e^2$	β_{AP}	β_{BP}	β_{AQ}	β_{BQ}
[110] L	$\gamma_1 = \frac{(c_{11}+c_{12})}{2} + c_{44}$	$\frac{\bar{p}_{12}^2}{\gamma_1}$	0	0	$\frac{p_{44}^2}{\gamma_1}$
[001] T	$\gamma_2 = c_{44}$	0	$\frac{p_{44}^2}{2\gamma_2}$	$\frac{p_{44}^2}{2\gamma_2}$	0
[110] T'	$\gamma_3 = \frac{c_{11} - c_{12}}{2}$	$\frac{\bar{\omega}^2}{\gamma_3}$	0	0	0

Ce qui conduit aux valeurs numériques ci-dessous (vérifiées par le calcul en machine à titre de test du programme) :

Direction de la vibration	v_e (km/s)	$\delta\sigma$ (mk)	$10^{14}\beta_{AP}$	$10^{14}\beta_{BP}$	$10^{14}\beta_{AQ}$	$10^{14}\beta_{BQ}$
[110]	4,210	1,244	13,10	0	0	0,08
[001]	2,177	643	0	0,15	0,15	0
[110]	2,662	786,5	0,17	0	0	0

Formules de vérification.

Nous avons admis que la dépolarisation était complète ; les résultats du Par.V-3.6 montrent que l'erreur introduite sur la mesure des intensités est au maximum de 4 %.

On obtient :

$$\begin{aligned}\beta_v + \beta_h &= 0,960 \cdot 10^{-7} R \text{ avec la cuve compensatrice} \\ &= 0,928 \cdot 10^{-7} R \text{ avec la cuve isotopique maintenue} \\ &\quad \text{à } 140^\circ\text{C} (\tau_{\text{Hg}} = 0,84).\end{aligned}$$

VII-2.2. Résultats.

- FP 1,27 mm - Shifts : $\delta\sigma = \underline{1.242 \pm 2 \text{ mk}}$

(11 enregistrements : 6 en position A, 5 en position B, une mesure dans chaque série avec la cuve compensatrice aucun écart systématique).

Largeurs.

$$\begin{aligned}y_S &= 485 \text{ mk} \\ y_{FD} &= 498 \pm 8 \text{ mk} \\ y_B &= 524 \pm 14 \text{ mk}\end{aligned}$$

Intensités.

$$\begin{aligned}\varphi_{FD} &= 112 \cdot 10^{-10} \Phi_0 \text{ en position A} \\ &= 3,4 \cdot 10^{-10} \Phi_0 \text{ en position B} \\ \varphi_B &= 3,0 \cdot 10^{-10} \Phi_0 \text{ (A et B ; 11 enregistrements)} \\ \underline{\beta_v + \beta_h} &= (13,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-14} \text{ (A et B ; 11 enregistrements)}\end{aligned}$$

Dépolarisation. Une mesure avec le Foucault vertical montre que le flux Brillouin est complètement dépolarisé à la précision des expériences ($\rho = 1$ à 7 % près).

- FP 1 mm - Shifts : $\delta\sigma = 1.237 \pm 2 \text{ mk}$ $\left(\begin{array}{l} 3 \text{ enregistrements A,} \\ 3 \text{ enregistrements B} \end{array} \right)$

Intensités : $\beta_v + \beta_h = (14,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-14}$ (3 enreg.A, 3 enreg.B).

VII-2.3. Discussion.

La concordance entre les deux séries d'enregistrements peut être tenue pour bonne. Nous prendrons comme résultat définitif :

$$\delta\sigma = 1.240 \pm 5 \text{ mk} \quad \text{pour } 1.244 \text{ prévu}$$

$$\beta_v + \beta_h = (13,4 \pm 0,8) \cdot 10^{-14} \quad \text{pour } 13,10 \cdot 10^{-14} \text{ prévu}$$

dépolarisation complète.

Shifts : L'accord avec la valeur théorique est très bon.

Largeurs : La F.D. n'est pas élargie.

La largeur apparente prévue de la raie Brillouin est 170 mk. Si $Y^\circ = S^\circ * W$ est de type G, Γ de type T, on trouve $485 \pm 170 = \dots$ $\dots 510$ mk pour 524 mk observé ; l'accord est satisfaisant.

Intensités : L'accord ^{avec} $13,2 \cdot 10^{-14}$ (somme des β pour l'onde L) est excellent. Mais alors se pose la question de la variation des constantes élasto-optiques avec la longueur d'onde, qui serait donc très faible dans ce cas. Cela n'est nullement impossible mais le manque de données expérimentales ne permet pas de conclure.

Remarque - Par raison de symétrie, les deux positions A et B doivent donner des résultats identiques. L'expérience a vérifié ce résultat avec une précision de 2 ou 3 % pour les shifts, de 2 ou 3 % pour les intensités (par comparaison directe des hauteurs enregistrées). La F.D. par contre est très différente dans les deux cas.

VII-3 - ClO_3Na N°2 -

VII-3.1. Prévisions théoriques.

Les cas A et A' conduisent aux mêmes vitesses et aux mêmes shifts mais non aux mêmes intensités. Les cas B et B' sont différents des deux points de vue.

Nous donnons page 148 les résultats numériques calculés en machine (les expressions littérales sont compliquées) ; à l'onde quasi-longitudinale : correspondent toujours le plus grand shift et la plus grande intensité (les fluctuations de densité ont plus d'importance que les fluctuations d'anisotropie). La fig.VII-2 montre la disposition des différents vecteurs dans le cas A seul étudié expérimentalement.

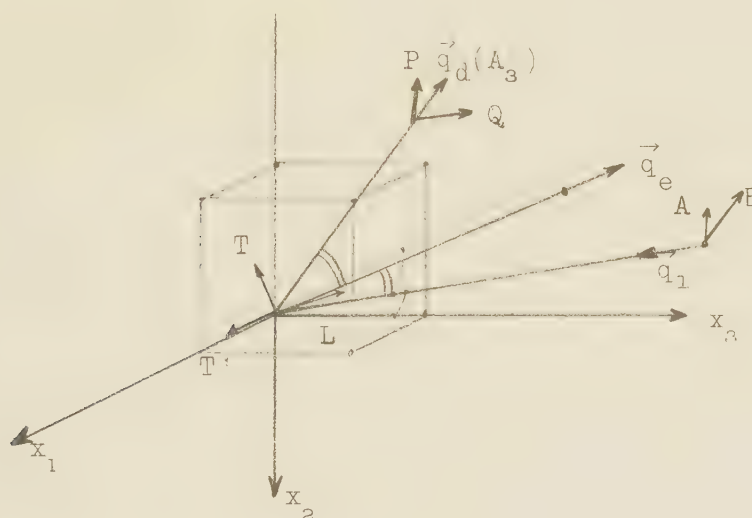


Fig.VII.2

VII-3.2. Résultats et discussion.

(Tous les enregistrements : sans polarisation).

Shifts : $\delta\sigma = 1.282 \pm \overline{2} \text{ mk}$ (F.P. 1,27 mm - 5 mesures)
 $= 1.276 \pm \overline{2} \text{ mk}$ (F.P. 1 mm - 3 mesures)

Valeur adoptée : $\delta\sigma = 1.280 \pm 5 \text{ mk}$

L'accord avec la valeur théorique 1.282 est tout à fait satisfaisant.

Largeurs : $y_S = 485 \text{ mk}$; $y_{FD} = 495 \text{ mk}$; $y_B = 525 \text{ mk}$ (FP 1,27 mm)

On a, avec les hypothèses admises : $485_{(G)} \oplus 180_{(T)} = 515 \text{ mk}$

Intensités : ψ_{FD} a varié de $8,6 \cdot 10^{-10} \Phi_0$ à $42 \cdot 10^{-10} \Phi_0$

malgré un repolissage du cristal.

$$\begin{aligned} \varphi_B &\approx 2,2 \cdot 10^{-10} \varphi_0 \\ (\beta_v + \beta_h) &= (9,9 \pm 0,6) \cdot 10^{-14} \end{aligned} \quad \left\{ \begin{array}{l} 5 \text{ enreg. avec FP } 1,27 \text{ mm} \\ 2 \quad " \quad " \quad \text{FP } 1 \text{ mm} \end{array} \right.$$

L'accord avec la valeur théorique $11,1 \cdot 10^{-14}$ est satisfaisant et appelle les mêmes remarques que pour ClO_3Na N°1.

VII-4 - ClO_3Na N°3 -

VII-4.1. Prévisions théoriques.

Les positions A et A* (resp. B' et B*) sont équivalentes et différentes de la position A' (resp. B) en ce qui concerne les intensités ; toutes les positions A (resp. B) sont équivalentes pour les shifts. Le cristal N°3 a été taillé comme l'indique la fig. VII pour la vérification de ce résultat sur les positions A, A* et B, B*.

Les tableaux VII.2 et VII.3 (p.155)^(*) donnent les expressions littérales pour les cas B [113] et les valeurs numériques pour les trois positions B, B* et (A ou A*) ; ce dernier cas conduit à des expressions compliquées. Il est équivalent, pour les positions B, de changer le sens de la diffusion, tout en restant dans le plan (010) ce qui remplace la normale à l'onde active x_1 par un autre axe binaire soit ici x_3 ($B \rightarrow B^*$) ou de faire tourner le plan de diffusion de 90° autour de x_1 , ce qui remplace les directions de même type placée différemment dans le cristal ($B \rightarrow B''$) : on passe de B'' à B* par symétrie autour de l'axe ternaire (Cf. Fig. VII.1 et VII.4).

Pour les cas B (normale à l'onde : [100]), les vibrations sont purement longitudinales ou transversales ; pour les cas A une des vibrations est transversale, l'autre quasi transversale, la dernière quasi longitudinale (Fig. VII.3 et 4) (p.149).

(*) - Les chiffres entre parenthèses sont obtenus avec un autre jeu de constantes élastiques $c_{11}=4,99$; $c_{12}=1,41$; $c_{44}=1,17$. (Huntington-1958).

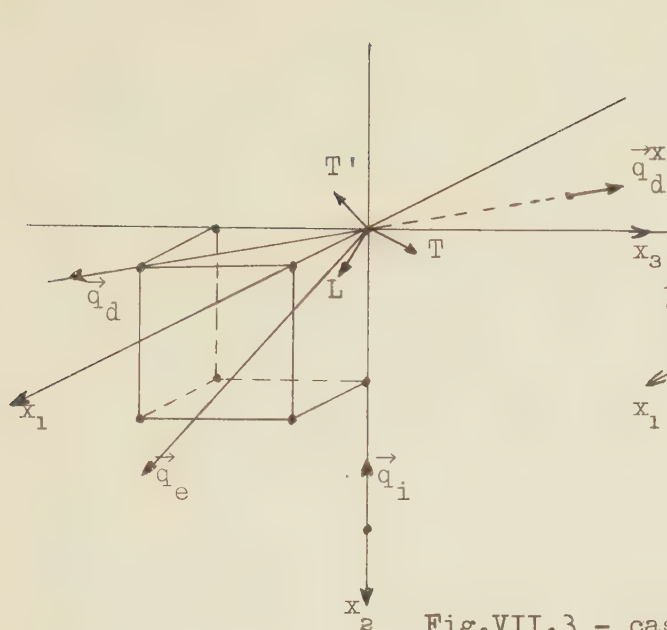


Fig.VII.3 - cas A

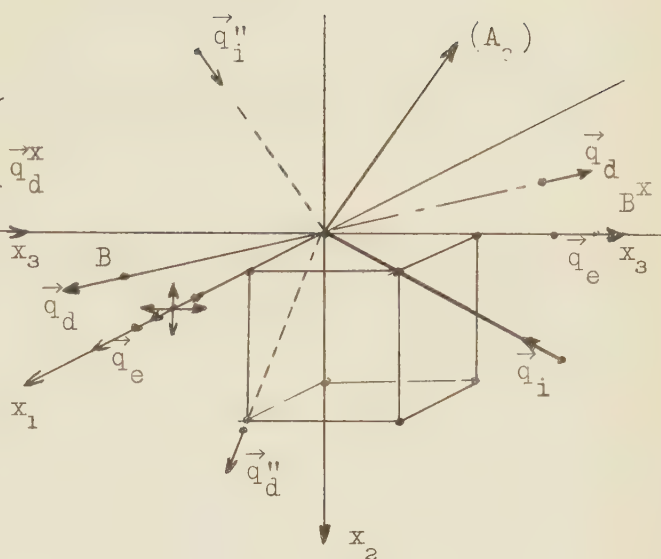


Fig.VII.4 - cas B

Formules de vérification.

$$\begin{aligned} \beta_v + 0,260 \beta_h &= 0,960 \cdot 10^{-7} \text{ R avec la cuve compensatrice} \\ &= 0,933 \cdot 10^{-7} \text{ R avec la cuve iso pour } \delta\sigma = 1,22 \text{ cm}^{-1} \\ &= 0,910 \cdot 10^{-7} \text{ R avec la cuve iso pour } \delta\sigma = 1,32 \text{ cm}^{-1} \end{aligned}$$

VII-4.2. Résultats et discussion.

Tous les résultats Brillouin ont été obtenus avec reconstitution des courbes à cause de l'importance de la fausse diffusion. Ils sont consignés dans le tableau VII.4 p.156. (Chaque valeur Brillouin est une moyenne sur deux enregistrements différents).

Shifts : Les deux positions A ou B identiques aux erreurs d'expérience près, On prendra, en faisant la moyenne de toutes les mesures :

A : $\delta\sigma = 1.219 \pm 5$ mk (dispersion des résultats : ± 2 mk)
pour 1.224 ou 1.222 prévus.

B : $\delta\sigma = 1.321 \pm 5$ mk (dispersion des résultats : ± 2 mk)
pour 1.324 ou 1.322 prévus.

Largeurs : La fausse diffusion n'est pas élargie.

Les largeurs Brillouin vérifient sensiblement les prévisions :

On obtient :

$$y_B = 535 \text{ mk avec le } 1,27 \text{ mm et } y_B = 650 \text{ mk}$$

avec le 1 mm (à une quinzaine de mk près).

Par ailleurs : $485 \pm 180 = 515$ ou 555 mk suivant que $S^\circ * W$ est de type G ou A, en admettant toujours $\Gamma \sim T$.

Intensités :

FD. La différence systématique et reproductible entre les positions A ($1,2 \cdot 10^{-8} \Phi_0$) et B ($13 \cdot 10^{-8} \Phi_0$) alors que les intensités Brillouin sont restées constantes à une bonne approximation, est certainement liée à la structure réelle du cristal.

On peut imaginer par exemple qu'il existe dans le cristal des défauts répartis dans des plans parallèles aux faces du cube ; ces plans joueraient le rôle de réflecteurs dans les positions B_3 et diffuseraient moins dans les positions A_3 , ainsi d'ailleurs que dans les positions A_1 et B_1 .

Brillouin : Nous adopterons les valeurs moyennes suivantes :

(les résultats obtenus avec le FP 1 mm sont peut être légèrement surévalués pour une raison accidentelle).

$$\begin{aligned}
A & 10^{14} \cdot (\beta_v + \beta_h) = 12,7 \pm 0,8 \quad (\text{prévu : } 12,8) \\
A^* & 10^{14} \cdot (\beta_v + \beta_h) = 12,3 \pm 0,8 \quad (\text{prévu : } 12,8) \\
B & 10^{14} \cdot (\beta_v + \beta_h) = 10,2 \pm 0,8 \quad (\text{prévu : } 10,3) \\
B^* & 10^{14} \cdot (\beta_v + \beta_h) = 12,2 \pm 0,8 \quad (\text{prévu : } 13,4)
\end{aligned}$$

L'accord est excellent, mais il implique toujours que les p_{ij} n'ont pas varié avec la longueur d'onde. L'identité des cas A et A* paraît prouvée et la différence entre les cas B et B* mise en évidence avec une précision acceptable en ce sens que les comparaisons en valeurs relatives sont plus sûres que ne l'indique le tableau ci-dessus.

VII-5. REMARQUES ET CONCLUSIONS -

- 1) On peut repérer un cas de diffusion par $(\vec{q}_i, \vec{q}_d)$.

Les anciens axes binaires et les axes ternaires sont des directions importantes ; nous les précisons comme suit : t_3 est la bissectrice intérieure de $(+x_1, +x_2)$ $\bar{t}_3$ la direction opposée, t'_3 se déduit de t_3 par rotation de $+90^\circ$ etc... ; T_1 est la diagonale qui pointe dans l'octant $(+x_1, +x_2 + x_3)$, $\bar{T}_1$ la direction opposée, T_2 est dans $(+--)$, T_3 dans $(-+-)$, T_4 dans $(--+)$. Sur la figure VII.1, $\vec{H}\vec{F}'$, $\vec{G}\vec{E}'$ et $\vec{H}\vec{F}$ sont respectivement des directions t_2 , t'_2 et T_4 . $\vec{d}$ est la direction $[0,408 ; -0,816 ; 0,408]$.

La correspondance avec les notations du texte est celle-ci :

- Cristal N°1 - A : $(\bar{x}_2, x_1)$; A' : (x_2, x_1)

B : $(\bar{x}_3, x_1)$; B' : (x_3, x_1)

- Cristal N°2 - A : (t'_2, T_4) ; A' : $(\bar{t}'_2, T_4)$

B : (d, T_4) ; B' : $(\bar{d}, T_4)$

- Cristal N°3 - A : $(\bar{x}_2, t'_2)$; A' : (x_2, t'_2) ; A* : $(\bar{x}_2, \bar{t}'_2)$

B : $(\bar{t}_2, t'_2)$; B' : (t_2, t'_2) ; B* : $(\bar{t}_2, \bar{t}'_2)$

L'intérêt est de reconnaître aisément les cas équivalents par symétrie. [Cf. VII.4.1 : $B^* \equiv (\bar{\tau}_2, \bar{\tau}_2')$; $B'' \equiv (t_3', t_3) \sim (\bar{\tau}_3', \bar{\tau}_3) \sim (\bar{\tau}_2, \bar{\tau}_2')$].

- 2) La planche XX montre à quel point la fausse diffusion est gênante quand elle est trop importante ($\varphi_{FD} \approx 500 \varphi_B$) : l'erreur systématique sur les shifts est de l'ordre de quelques mk si l'on fait les mesures sur les courbes non corrigées, quand la FD est faible ou moyenne ; elle atteindrait ici une trentaine de mk ; les mesures d'intensité seraient, elles, à peu près impossibles sans reconstitution.
- 3) Les composantes transversales n'ont pu être enregistrées ; elles sont, dans les meilleurs cas, vingt fois plus faibles que les composantes longitudinales. Un gain de sensibilité de cinq permettrait de les mettre en évidence.

- En ce qui concerne les composantes longitudinales, les prévisions théoriques paraissent vérifiées à une précision satisfaisante. La faible dispersion des résultats garantit à tout le moins la reproductibilité de la technique utilisée.

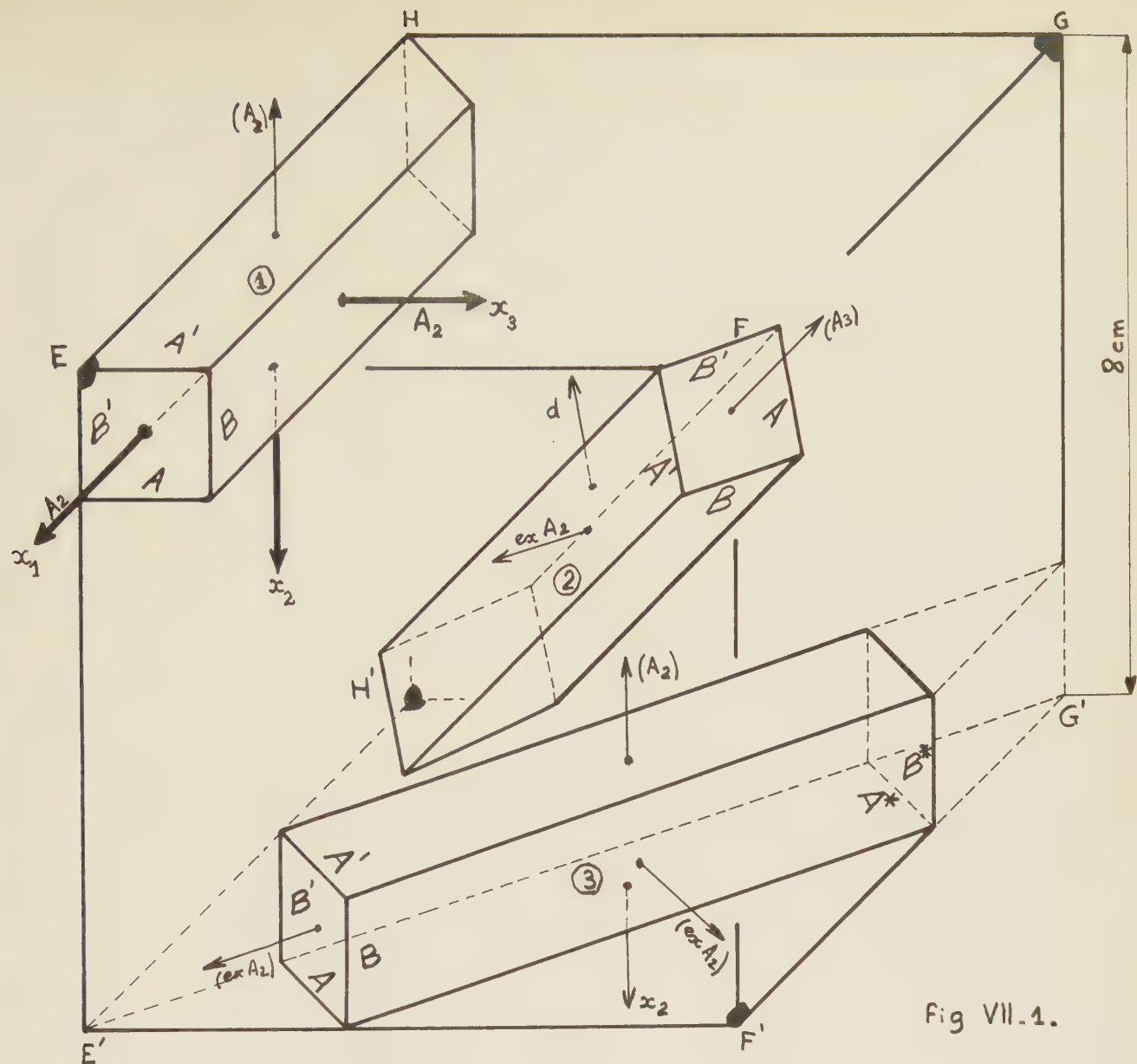
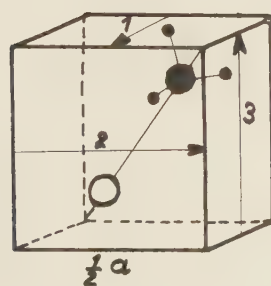


Fig VII.1.



○ SODIUM
● CHLORE
● OXYGENE



les flèches represent des axes binaires hélicoïdaux

ClO_3Na N°2	$\vec{q}_e$	Vibrations	V_e (km/s)	$\delta\sigma$ (mk)	$10^{14}\beta_{AP}$	$10^{14}\beta_{BP}$	$10^{14}\beta_{AQ}$	$10^{14}\beta_{BQ}$
Incident [101] Diffusé	-0,092	[-0,069; 0,325; 0,943]L	4,338	1,282	10,81	0,005	0,029	0,237
	0,408	[-0,076; 0,941;-0,330]T	2,438	720	0,229	0,175	0,281	0,063
	0,908	[0,995;-0,095; 0,040]T	2,190	647	0,025	0,003	0,021	ϵ
	A							
Plan de Diffusion [121]	0,908	[0,943; 0,325;-0,069]L	4,338	1,282	12,29	0,054	0,007	0,131
	0,408	[-0,330; 0,941;-0,076]T	2,438	720	0,115	0,380	0,063	0,021
	-0,092	[0,040; 0,095; 0,995]T	2,190	647	0,008	0,023	0,034	0,004
	A'							
Incident [121] Diffusé	0,120	[0,084; 0,993; 0,084]L	4,456	1,316	11,63	0,038	0,019	0,212
	0,986	[0,702;-0,119; 0,702]T	2,213	654	0,075	0,007	0,003	0,003
	0,120	[-0,707; 0 ; 0,707]T	2,192	648	0,002	0,195	0,115	0,004
	B							
Diffusé [111] Plan de Diffusion [101]	0,697	[0,700;-0,141; 0,700]L	4,196	1,240	11,61	0,015	0,005	0,146
	-0,169	[-0,707; 0 ; 0,707]T	2,650	783	0,043	0,367	0,271	0,085
	0,697	[0,100; 0,990; 0,100]T	2,219	656	0,064	0,009	0,005	0,007
	B'							

TABLEAU VII.1

Gas	Normale élastique et Plan de Diffusion	Direction des Vibrations	$\gamma = \rho V_e^2$	$\delta\sigma$	β_{AP}	β_{BP}	β_{AQ}	β_{BQ}
<u>B</u>	[100] (010)	[100]	c_{11}		p_{13}^2/c_{11}	0	0	$(p_{11}-p_{12})^2/4c_{11}$
		[010]	c_{44}		0	$p_{44}^2/2c_{44}$	$p_{44}^2/2c_{44}$	0
		[001]	c_{44}		0	0	0	0
<u>B^x</u>	[001] (010)	[001]	c_{11}		p_{12}^2/c_{11}	0	0	$(p_{11}-p_{13})^2/4c_{11}$
		[100]	c_{44}		0	0	0	0
		[010]	c_{44}		0	$p_{44}^2/2c_{44}$	$p_{44}^2/2c_{44}$	0
<u>A</u>	[0,500; 0,707;-0,500] (101)		V_e (km/s)		$10^{14} B$	$10^{14} B$	$10^{14} B$	$10^{14} B$
		[0,472; 0,745;-0,472]L	4,144	1.224 (1.222)	12,69	0,006	0	0,081
		[0,707; 0 ; 0,707]T	2,432	718	0,026	0,387	0,119	0
<u>B</u>	[100] (010)	[-0,527; 0,667; 0,527]T†	2,543	751	0,017	0,103	0	ε
		[100]	4,481	1.324 (1.322)	9,945	0	0	0,361
		[010]	2,177	643	0	0,148	0,148	0
<u>B^x</u>	[001] (010)	[001]	2,177	643	0	0	0	0
		[001]	4,481	1.324 (1.322)	13,31	0	0	0,125
		[100]	2,177	643	0	0	0	0
<u>B^x</u>	[001] (010)	[010]	2,177	643	0	0,148	0,148	0
		[010]	4,481	1.324 (1.322)	13,31	0	0	0,125
		[100]	2,177	643	0	0	0	0

TABLEAU VII.4

Cas	$\delta\sigma(\text{mk})$	$y_B(\text{mk})$	$10^{10} \psi_B / \Phi_0$	$10^{14} \beta$	$y_{FD}(\text{mk})$	$10^{10} \psi_{FD} / \Phi_0$
F.P 1,27mm		$y_S=485\text{mk}$				
A	1.221	545	2,71	11,8	475	131
A ^x	1.219	550	2,75	11,9	485	133
B	1.320	520	2,10	9,10	470	1470
B ^x	1.326	520	2,60	11,3	470	1420
F.P 0mm		$y_S=570\text{mk}$				
A	1.216	660	3,13	13,6	580	124
A ^x	1.218	640	2,92	12,7	560	90
B	1.322	640	2,60	11,3	555	1280
B ^x	1.320	655	3,01	13,1	580	1190

CHAPITRE VIII - QUARTZ

VIII-1. CONDITIONS EXPERIMENTALES -

— Cristaux étudiés.

Les trois échantillons sont représentés sur la fig.VIII.1 (p.172). Les axes x_1 , x_2 , x_3 sont les axes usuels : x_3 axe ternaire, + x_2 projection de la partie d'un axe rhomboédrique de Miller qui sort d'une face du rhomboèdre primitif si son origine est prise à l'extrémité positive (arbitraire) de l'axe x_3 , x_1 tel que x_1 x_2 x_3 soit trirectangle direct ; nous les avons notés X Y Z pour la simplicité.

Le cristal N°1 présentait peu de défauts dans la région délimitée en pointillés ; le cristal N°2, était partagé en deux par une macle comme l'indique la figure ; le cristal N°3 (prisme de Cornu) s'est révélé excellent ; son orientation a été déterminée aux rayons $X^{(*)}$ et confirmée par l'étude de la diffusion.

Les différentes positions seront repérées par la direction des faisceaux incident et diffusé, en précisant les sens ; par exemple, le cas : "cristal N°3 éclairé par la face C diffusant par la face a" sera noté (Z,U) (il n'est pas équivalent en pratique à $(\bar{U} Z)$ à cause de la polarisation rotatoire)^(**).

— Interféromètre : Etant donné les valeurs des shifts, les enregistrements ont été faits, en principe, avec le FP de 1 mm (avec le FP de 1,27 mm les raies Brillouin sont pratiquement superposées).

— Enregistrements : Cf. planches XIII - XIV et XXI à XXIV.

—(*)- Grâce à l'obligeance de Monsieur le Professeur Falgueirettes.

—(**) Les positions sont repérées d'une autre façon sur les Planches. Par exemple XZ - 45° signifie que le faisceau incident est selon X, le faisceau diffusé selon Z, de telle façon que la normale à l'onde élastique soit la bissectrice extérieure de $\widehat{XOZ}$; c'est notre cas XZ. Nous utilisons initialement cette notation, empruntée à [113].

— Ordres de grandeur :

φ_{FL} (de 0,6 à 60). $10^{-10} \Phi_0$

φ_L (de 1,3 à 2,3). $10^{-10} \Phi_0$

φ_T : au maximum, 0,7. $10^{-10} \Phi_0$

$\delta\sigma_L$: de 1710 à 2100 mk

$\delta\sigma_T \sim 1200$ mk

VIII-2. PREVISIONS THEORIQUES -

— Données numériques : $\rho = 2,66$; $n_o = 1,598$; $n_e = 1,609$

Constantes élastiques :

M_o : (Motulevitch - CR.Ac.Sci.URSS 1947 - II.N°4.390).

M_a : (Mason. Piezo electric crystals - Van Nostrand CY. 1950)

H_1 et H_2 : (Huntington - Solid State Physics V.7 p.213 - N.Y. Ac. Press 1958).

Constantes	M_o	M_a	H_1	H_2
$c_{11} = c_{22} =$	8,545	8,605	8,674	8,750
$c_{12} =$	0,726	0,485	0,699	0,762
$c_{13} = c_{23} =$	1,437	1,045	1,191	1,51
$c_{14} = -c_{24} = c_{56} =$	1,687	1,825	1,791	1,72
$c_{33} =$	10,567	10,71	10,72	10,77
$c_{44} = c_{55} =$	5,709	5,865	5,79	5,73
$c_{66} =$	3,910	4,06	3,988	3,994

En unités 10^{11} dynes/cm² ;

Avec $c_{\alpha\beta} = c_{\beta\alpha}$; tous les autres termes nuls.

Constantes élasto-optiques : Il n'existe, à notre connaissance, que les valeurs déjà anciennes données par Pöckels à $\lambda = 5893 \text{ Å}$.

$p_{11} = p_{22} =$	0,138	$p_{33} =$	0,098
$p_{12} = p_{21} =$	0,250	$p_{41} = -p_{42} = p_{56} =$	-0,042
$p_{13} = p_{23} =$	0,259	$p_{44} = p_{55} =$	-0,0685
$p_{14} = -p_{24} = p_{65} =$	-0,029	$p_{66} =$	-0,056
$p_{31} = p_{32} =$	0,258	Autres termes =	0

Remarque : Les symétries des tableaux $c_{\alpha\beta}$ et $p_{\alpha\beta}$ sont valables pour les classes $3m$, 32 , $\bar{3}m$.

— Formules de diffusion.

- Nous avons étudié expérimentalement les cas :

(XZ) , $(X\bar{Z})$ et (ZX) équivalents en théorie (X est un axe binaire)
 (YZ) et $(Y\bar{Z})$; (ZU) et $(Z\bar{U})$; (VU) et $(V\bar{U})$.

Les tableaux VIII.1 et VIII.2 (p.174-175) donnent les valeurs calculées en machine avec les constantes (M_o) ; les différences dues au choix des constantes seront signalées dans la discussion des résultats.

- Les cas étudiés étaient assez simples pour qu'on ait le droit de prendre A , B , P , Q perpendiculaires au plan de diffusion ou dans ce plan ; les indices qui figurent dans $\delta\sigma/\sigma = V_e \sqrt{n_A^2 + n_P^2}/c$ sont donc n_o ou n_e . Nous pouvons négliger l'influence de la biréfringence sur V_e ; il reste qu'à chacune des trois vitesses peuvent être attachées trois combinaisons d'indices (n_o, n_o) , (n_o, n_e) et (n_e, n_e) donc trois fréquences légèrement différentes (dégénérescence du cas le plus général où 4 combinaisons sont possibles) ; la résolution du montage n'était pas suffisante pour séparer les raies correspondantes.

Pour simplifier nous avons présenté les résultats en donnant les valeurs des $\delta\sigma$ que l'on obtiendrait si le quartz était isotrope d'indice $\bar{n} = (n_o + n_e)/2$; la correction est + 3,1 ‰ pour la combinaison d'indice $(n_e n_e) - 3,7$ ‰ pour $(n_o n_o)$, nulle pour $(n_o n_e)$; elle peut atteindre 7 mk ; nous avons indiqué entre parenthèses le shift exact pour la combinaison (AP - onde L) donnant la plus grande intensité et souvent seule enregistrée.

— Formules de vérification.

Le calcul des β à partir des enregistrements doit se faire en principe à partir de la formule [V.11]. Vue l'importance relative de β_{AP}^L nous avons utilisé la formule simplifiée déduite de [V.13] avec

$$N = \frac{16 n_A^4 n_P^4}{(n_A+1)^2 (n_P+1)^2} = 14,9, 15,2 \text{ ou } 15,5 \text{ suivant que la combinaison}$$

d'indices correspondant à AP était $(n_o n_o)$ $(n_o n_e)$ ou $(n_e n_e)$; la correction par rapport à $\bar{N} = 15,2$ est elle même faible ce qui justifie l'approximation faite.

- Les formules deviennent : A - Diffusion suivant une direction autre que Z.

$$(VIII.1) \quad \beta_v + 0,260 \beta_h = 0,875 \cdot 10^{-6} \frac{R}{N} \quad \text{sans polarisation}$$

$$(VIII.2) \quad \beta_v = 0,842 \cdot 10^{-6} \frac{R_v}{N} \quad \text{en analysant les faisceaux d'étalonnage et Brillouin,}$$

si la diffusion est enregistrée à travers la cuve compensatrice.

$$(VIII.3) \quad \beta_v + 0,260 \beta_h = 0,711 \cdot 10^{-6} \frac{R}{N \cdot \tau_{Hg}} \quad \text{sans polarisation}$$

$$(VIII.4) \quad \beta_v = 0,685 \cdot 10^{-6} \frac{R_v}{N \cdot \tau_{Hg}} \quad \text{avec polarisation}$$

si la diffusion est enregistrée à travers la cuve isotopique à 140°.

B - Diffusion suivant OZ.

(si la dépolarisation est effectivement complète)

$$(VIII.5) \quad \beta_v + \beta_h = 1,39 \cdot 10^{-6} \frac{R}{N} \quad (\text{cuve compensatrice})$$

$$(VIII.6) \quad \beta_v + \beta_h = 1,13 \cdot 10^{-6} \frac{R}{N \cdot \tau_{Hg}} \quad (\text{cuve isotopique})$$

Les valeurs de τ_{Hg} sont à calculer pour chaque valeur de l'écart Brillouin.

VIII - 3. QUARTZ N°1 -

VIII-3.1. Les résultats sont rassemblés dans le tableau VIII.3 (p.165). Les abréviations ont la signification suivante :

c.c. diffusion enregistrée avec la cuve compensatrice

c.i. diffusion enregistrée avec la cuve isotopique à 140°

BL, BT : composantes longitudinales ou transversales.

Résultats soulignés : déterminés sur la moyenne graphique de deux enregistrements analysés avec un soin particulier.

() valeur douteuse ou perturbée.

Les composantes transversales ont été obtenues comme l'indique la planche XXIII : une partie de la courbe est peu perturbée par les BT, on la corrige comme il a été expliqué au chapitre V et on la complète en tenant compte de la forme (connue) de la raie excitatrice ; on construit la composante transversale par différence, à partir de la courbe corrigée du résidu de FD (négligeable) et des pieds des BL.

VIII-3.2. Position XZ et $\overline{XZ}$. (Cf. Pl. XXIV)

— Valeurs adoptées :

$$BL \begin{cases} \delta\sigma = 1,980 \pm 5 \text{ mk} ; \text{dispersion} : 3 \text{ mk} \\ \beta_L = 7,85 \cdot 10^{-14} ; \text{dispersion} : 0,2 \cdot 10^{-14} \end{cases}$$

$$BT \begin{cases} \delta\sigma \simeq 1.180 \pm 20 \text{ mk} \\ \beta \simeq 1,4 \cdot 10^{-14} \end{cases}$$

— Discussion.

— Les deux positions sont identiques à la précision des expériences. Résultat en accord avec le fait que X est un axe binaire.

— Les valeurs prévues des shifts sont, pour les BL :

$$1.969 (M_o) ; 1.976 (M_a) ; 1.975 (H_1) ; 1.983 (H_2)$$

L'accord avec les trois dernières valeurs, les plus récentes, peut être considéré comme très bon.

Les deux composantes transversales ne sont pas séparées ; elles ont à peu près même intensité ; si la raie expérimentale est centrée sur leur moyenne (1.180 mk) l'accord est également bon.

— La somme $\beta_{th} = \beta_{AP} + \beta_{BP} + \beta_{AQ} + \beta_{BQ}$ pour les B_L vaut $6.09 \cdot 10^{-14}$ égal au résultat expérimental à 25 % près seulement. La question de la variation des $p_{\alpha\beta}$ avec la longueur d'onde se pose à nouveau (Par.VI) ; d'autre part, les valeurs de Pöckels sont anciennes et peut être à vérifier.

La somme des β_{th} transversaux vaut $1,40 \cdot 10^{-14}$ en parfait accord avec un résultat expérimental malheureusement entâché de 20 ou 30 % d'erreur. On trouve enfin : $\psi_T/\psi_L = 0,19$ pour 0,23 prévu.

— Nous avons essayé de vérifier directement les hypothèses sur la dépolarisation due au pouvoir rotatoire.

Le cristal pouvait être étudié en position XZ et ZX (en diaphragmant le faisceau incident, mais les mesures restaient possibles).

Il existe entre ces deux positions une petite différence d'origine expérimentale : ψ_{BP}^L est polarisé verticalement pour XZ et

$\varphi_{A'Q}^L = \varphi_{BP}^L$ l'est horizontalement pour ZX ; φ_{AQ}^L s'inverse de façon symétrique ; les quantités φ_v et φ_h correspondent donc à un groupement des termes différent dans les deux cas ; or le monochromateur, ne traite pas de la même manière les deux états de polarisation. Mais la différence de réponse qui en résulte est tout à fait négligeable parce que β_{BP}^L , d'ailleurs très voisin de β_{AQ}^L est nettement plus petit que β_{AP}^L .

Par contre, le faisceau diffusé doit être complètement dépolarisé dans la première position, presque entièrement vertical dans la deuxième ; il doit en résulter des hauteurs enregistrées h_z et h_x proportionnelles respectivement à $\frac{1}{2} (\beta_v + \beta_h) (\tau_v + \tau_h)$ et $(\beta_v \tau_v + \beta_h \tau_h)$ (τ_v, τ_h : transmissions du monochromateur) ; on prévoit alors pour h_x/h_z : 1,47. On a obtenu 1,35.

L'accord devrait être meilleur, parce que beaucoup de causes d'erreurs sont éliminées dans cette mesure. En particulier, le résultat ne dépend que de τ_h/τ_v déterminé avec soin (0,260) et de β_h/β_v pour lequel on trouve 0,107 avec les constantes (M_o), 0,109 avec les constantes (M_a) donc des valeurs qui dépendent peu du choix des constantes élastiques (mais il subsiste l'incertitude due aux constantes élasto-optiques).

VIII-3.3. Position YZ.

$$\text{BL} \left[\begin{array}{l} \delta\sigma = 2.094 \pm 5 \text{ mk} \\ \text{pour : } 2.069 (M_o) ; 2.081 (M_a) ; 2.080 (H_1) ; 2.084 (H_2) \\ \beta = 8,87.10^{-14} \quad \text{pour } 6,84.10^{-14} \end{array} \right.$$

L'accord est moins bon que d'habitude pour les shifts ; il n'est réalisé qu'à 30 % près pour les intensités.

On trouve d'autre part : $\frac{\varphi_{YZ}}{\varphi_{XZ}} = \underline{1,13}$ pour 1,12 prévu

concordance à laquelle il faut, semble-t-il, accorder un certain intérêt pour la vérification de la théorie parce que les quantités à comparer sont des valeurs relatives, moins sensibles aux incertitudes sur les mesures ou sur les données.

Position $Y\bar{Z}$.

$$\begin{aligned} & \delta\sigma = 1.756 \text{ mk} \quad \text{pour} \quad 1.806 (M_0) \\ \text{BL} \quad & \underline{\beta = 9,08 \cdot 10^{-14}} \\ & \text{pour : } 6,21 \cdot 10^{-14} \quad \text{en prenant la somme des } \beta_L \text{ seulement} \\ & \text{et : } 7,32 \cdot 10^{-14} \quad \text{en prenant la somme de tous les } \beta \end{aligned}$$

La concordance est médiocre (3 %) pour les shifts et comparable à ce que nous avons obtenu ci-dessus (25 %) pour les intensités, Si on prend la somme de tous les β . La raison est que les composantes transversales ne sont pas du tout séparées ; elles sont trop proches de B_L qu'elles se bornent à élargir (Cf. la largeur anormale de cette raie, prise en compte dans l'évaluation de β) on trouve d'ailleurs un bon accord en valeur relative :

$$\frac{\psi_{Y\bar{Z}}}{\psi_{YZ}} = 1,024 \quad \text{pour} \quad 1,070 \text{ prévu.}$$

La FD. est, elle, 5,6 fois plus forte que dans le cas précédent.

VIII-3.4. Enregistrements avec le FP 1.27mm.

Les composantes longitudinales de deux ordres adjacents sont pratiquement confondues ($\Delta\sigma = 3934 \text{ mk}$ pour $2\delta\sigma \sim 4000 \text{ mk}$) ; de la "raie" obtenue, on ne peut guère déduire qu'une évaluation de la somme des β ; on a trouvé, avec d'ailleurs une dispersion des résultats très acceptables :

$$\begin{aligned} \underline{XZ} \quad (\beta) &= 22 \cdot 10^{-14} \quad \text{pour } 2(\beta_v + \beta_h) = 18,6 \cdot 10^{-14} \quad \text{avec le FP 1 mm} \\ \underline{YZ} \quad (\beta) &= 25 \cdot 10^{-14} \quad \text{pour } 2(\beta_v + \beta_h) = 17,8 \cdot 10^{-14} \quad \text{avec le FP 1 mm} \\ \underline{Y\bar{Z}} \quad (\beta) &= 26,4 \cdot 10^{-14} \quad " \quad 2(\beta_v + \beta_h) = 18,2 \cdot 10^{-14} \quad \text{avec le FP 1 mm} \end{aligned}$$

TABLEAU VIII.3

Cas	$\delta\sigma$	y_B	$10^{10} \psi_B / \Phi_0$	$10^{14} x$ ($\beta_v + \beta_h$)	y_{FD}	$10^{10} \psi_{FD} / \Phi_0$
c.c. BL	1980		1,90	8,03	632	9,33
<u>XZ</u> c.i. BL	<u>1978</u>	<u>665</u>	<u>1,80</u>	<u>7,60</u>		
c.i. BT	1180		0,35	1,45		
c.c. BL	1976		1,81		637	4,77
<u>XZ</u> c.i. BL	<u>1983</u>	<u>690</u>	<u>1,90</u>	7,60		
c.i. BT	1170		0,33	1,45		
c.c. BL	2097	656		8,86	630	12,2
<u>YZ</u> c.i. BL	<u>2092</u>	<u>682</u>	2,10	8,91		
c.c.					618	68,1
<u>YZ</u> c.i. BL	(1756)	(828)	(2,15)	(9,08)		

VIII-4. QUARTZ N°2 -

Il a été étudié en position YZ, faisceau incident normal à la face A (fig.VIII.1) en choisissant la région diffusante dans la partie G ou D (quartz gauche ou droit).

Nous avons trouvé, avec le FP 1mm, pour la composante longitudinale :

- Partie G : $\delta\sigma = 2.078$ mk ; $\beta = 5,6 \cdot 10^{-14}$; $\psi_{FD} = 6,4 \cdot 10^{-10} \Phi_0$
- Partie D : $\delta\sigma = 1.961$ mk ; $\beta = 4,4 \cdot 10^{-14}$; $\psi_{FD} = 19,7 \cdot 10^{-10} \Phi_0$

Ces résultats s'expliquent qualitativement si le cristal est en position YZ pour G et $\overline{YZ}$ pour D, ce qui correspondrait bien au fait que la macle est une macle du Brésil. Mais l'accord numérique n'est pas satisfaisant : la position de la macle n'est pas bien connue dans le cristal ; il pouvait se faire que le volume diffusant ne soit pas entièrement contenu dans une région D ou G ; D, en particulier, était à peine assez large pour permettre les réglages ; on trouve précisément dans ce cas que la largeur de la raie et $\delta\sigma$ sont trop grands, comme s'il y avait superposition partielle de deux raies voisines.

VIII-5. QUARTZ N°3 -

C'est avec cet échantillon que nous pensons avoir fait les meilleures mesures. La F.D. apparaissait comme un faible phénomène parasite, peu gênant même sans réabsorption, ce qui permettait de bons recouvrements c.c. - c.i. Les résultats sont rassemblés dans le tableau VIII.4 (p.176) (v signifie : enregistrement avec le Foucault vertical).

VIII-5.1. Position $\overline{UV}$.

Valeurs adoptées et discussion.

$$\underline{FD} \begin{cases} \varphi = 0,65 \cdot 10^{-10} \Phi_0 \\ y = 628 \text{ mk} \end{cases} \quad (y_S = 618 \text{ mk})$$

$$\underline{BL} \left[\begin{array}{l} - \underline{\delta\sigma = 1.714 \pm 4 \text{ mk}} \\ \text{pour } 1.701 (M_o) ; 1.709 (M_a) ; 1.715 (H_1) ; 1.722 (H_2) \\ \\ - \underline{y = 673 \text{ mk}} \\ \text{pour } 618_{(G)} \oplus 240_{(T)} = 654 \text{ mk} \\ \quad 618_{(A)} \oplus 240_{(T)} = 706 \text{ mk} \quad (240 = t = 0,14 \delta\sigma) \\ \\ - \underline{\varphi = 2,17 \cdot 10^{-10} \Phi_0} \end{array} \right.$$

$$\underline{\beta_v + 0,260 \beta_h = 8,80 \cdot 10^{-14} \text{ pour } 7,50 \cdot 10^{-14} \text{ prévu ; } \beta_v = 9,0 \cdot 10^{-14}}$$

L'accord est très bon pour les shifts ; il reste acceptable pour les élargissements et les intensités.

La valeur prévue de β_h^L est $0,60 \cdot 10^{-14}$; $0,26 \beta_h \approx 0,15$ alors que : $\beta_v = 7,5$; il est donc satisfaisant de trouver qu'en apparence le faisceau diffusé est entièrement polarisé ; en fait, le montage ne permet pas, pour l'instant, d'étudier convenablement les ψ_h^B (manque de sensibilité aggravé par l'effet polarisant du réseau).

— Positions $\overline{UV}$ et UV. (planches XXI - XXII et XXIII)

- Les expériences ont été faites sans étalonnage pour comparer les deux positions entre elles à cause de l'importance des B_T dans le cas UV ; les valeurs ont été ramenées à celles du tableau précédant uniquement pour ne pas modifier les notations ; les comparaisons d'intensités d'un ensemble de résultats à l'autre sont en principe dépourvues de signification.

• Résultats adoptés. (constante M_0 pour les valeurs théoriques) :

$$(\overline{UV}) \quad \delta\sigma_L = 1.714 \text{ mk} \quad \text{pour } 1.701$$

$$(UV) \quad \left[\begin{array}{ll} \delta\sigma_L = 1.763 \text{ mk} & \text{pour } 1.768 \\ \delta\sigma_T = 1.250 \pm 20 \text{ mk} & \text{pour } 1.307 (T) ; 1.132 (T' : \text{avec une intensité 8 fois plus faible que } T) \\ (\beta_T/\beta_L)_v = 0,41 & \text{pour } 0,47 \text{ prévu.} \\ (\beta_{UV}/\beta_{\overline{UV}})_v = 0,856 & \text{pour } 0,811 \text{ prévu.} \end{array} \right.$$

L'accord est satisfaisant pour les shifts ; les rapports d'intensités sont conformes aux prévisions à 12 % près pour β_T/β_L et à 7 % près pour $\beta_{UV}/\beta_{\overline{UV}}$, plus facile à déterminer.

VIII-5.2. Position ZU.

Valeurs adoptées et discussion.

$$\underline{FD} \quad \left\{ \begin{array}{l} \psi = 0,94 \cdot 10^{-10} \Phi_0 \\ y = 640 \text{ mk} \quad \text{pour } y_S = 618 \text{ mk} \end{array} \right.$$

(la différence est sans doute due à un léger dérèglement accidentel qui se retrouve pour y_B et qui n'introduit pas d'erreur pour la mesure des intensités avec la méthode utilisée.

$$\begin{array}{l} \text{BL} \left[\begin{array}{l} - \quad \underline{\delta\sigma = 1907 \pm 4 \text{ mk}} \\ \text{pour } 1898 (M_o) ; 1902 (M_a \text{ et } H_1) ; 1912 (H_2) \\ \\ - \quad y = 682 \text{ mk} \\ - \quad \varphi = 1,33 \cdot 10^{-10} \Phi_o \\ - \quad \underline{\beta_v + 0,260 \beta_h = 5,63 \cdot 10^{-14} \text{ (pour } 5,14 \cdot 10^{-14} \text{ prévu)}} \\ - \quad \underline{\beta_v = 5,68 \cdot 10^{-14}} \end{array} \right. \end{array}$$

Le faisceau est donc entièrement polarisé verticalement à la précision des expériences (la valeur prévue de $0,26 \beta_h$ est $0,025 \cdot 10^{-14}$).

$$\text{BT} \quad \delta\sigma = 1.180 \pm 20 \text{ mk}$$

Les valeurs prévues sont 1.366 et 1.100 avec une intensité deux fois plus faible (moyenne : 1.230 - Ctes M_o).

$$\begin{array}{l} \text{BT} \left[\begin{array}{l} \varphi \simeq 0,33 \cdot 10^{-10} \Phi_o \\ \beta_v + 0,26 \beta_h = 1,4 \cdot 10^{-14} \\ (\beta_T/\beta_L)_v \simeq 0,24 \text{ pour } 0,28 \text{ prévu.} \end{array} \right. \end{array}$$

— Position ZU.

— Valeurs adoptées et discussion.

$$\text{FD} \quad \left\{ \begin{array}{l} \varphi = 0,63 \cdot 10^{-10} \Phi_o \\ y = 618 \text{ mk} \end{array} \right. \quad (\text{FP retouché})$$

BL

$$\begin{aligned}
 & \left[\begin{aligned}
 & - \quad \underline{\delta\sigma = 2.044 \pm 6 \text{ mk}} \\
 & \text{pour } 2025 (M_o) ; 2035 (M_a) ; 2034 (H_1) ; 2040 (H_2) \\
 & - \quad y = 670 \text{ mk} \\
 & \text{pour} \quad 618_{(G)} \oplus 286_{(T)} = 668 \text{ mk} \\
 & \text{et} \quad 618_{(A)} \oplus 286_{(T)} = 731 \text{ mk} \\
 & - \quad \psi = 1,39 \cdot 10^{-10} \Phi_o \\
 & - \quad \underline{\beta_v + 0,260 \beta_h = 5,87 \cdot 10^{-14}} \text{ pour } 5,88 \cdot 10^{-14} \text{ prévu} \\
 & - \quad \beta_v = \underline{5,9 \cdot 10^{-14}} \text{ (polarisation complète).}
 \end{aligned} \right.
 \end{aligned}$$

BT

$$\begin{aligned}
 & \left[\begin{aligned}
 & \delta\sigma = 1.060 \pm 20 \text{ mk} \\
 & \text{pour } 1213 \text{ et } 1051 \text{ de moyenne } 1.130 (M_o) \\
 & \psi_v \simeq 0,13 \cdot 10^{-10} \Phi_o \\
 & \beta_T = 0,54 \cdot 10^{-14} \text{ pour } 0,54 \cdot 10^{-14} \text{ prévu} \\
 & (\psi_T/\psi_L)_v = 0,092 \text{ pour } 0,092 \text{ prévu}
 \end{aligned} \right.
 \end{aligned}$$

Toutes les mesures dans les positions ZU et $\bar{Z}\bar{U}$ sont conformes aux prévisions théoriques avec une précision satisfaisante ; les mesures de β en valeur absolue appellent les remarques habituelles sur la variation des $p_{\alpha\beta}$ avec la longueur d'onde.

VIII-5.3. Remarques pour le quartz N°3.

- 1- Les décalages entre les zéros u.v et les zéro corrigés (Par.V-3.4) déterminés avec une bonne précision sont de l'ordre de 0,7 cm pour des hauteurs Brillouin de 15 à 20 cm ; l'énergie correspondante vaut environ $0,4 \cdot 10^{-10} \Phi_o$, soit le quart de celle d'une B.L. ; on la trouve étalée dans une bande de 5000 mk ($\Delta\sigma$) mais on ne peut rien dire sur

son origine réelle ; par suite de la superposition des ordres elle peut provenir aussi bien de raies faibles et non résolues réparties sur 5000 mk exactement que d'un fond continu ou de lumière parasite s'étendant sur toute la bande passante du monochromateur et même plus si on admet l'existence de lumière diffusée dans cet appareil.

Si le phénomène n'est pas du seulement à la lumière parasite, son étude présente un certain intérêt et sera entreprise.

- 2- On peut tracer les courbes donnant les écarts en fréquence, à angle de diffusion constant, en fonction de paramètres fixant la position du cristal ; cela revient à étudier les vitesses élastiques quand varie l'orientation du plan d'onde et ces courbes sont calculables si les constantes élastiques sont connues.

- La figure VIII.2-a (p.173) représente en coordonnées polaires les variations de $\delta\sigma_L$, déterminé avec les constantes (H_2) en fonction de la position de la normale élastique active dans le plan XOY.

(Expérimentalement : variations de $\delta\sigma_L$ quand on fixe la direction des faisceaux incident et diffusé et que l'on fait tourner le cristal autour de OZ, deux directions de diffusion opposées ne sont pas équivalentes sauf si elles coïncident avec OX ou OY).

Les normales élastiques des cas UV et $\overline{UV}$ étudiés sont notées n et n' sur la figure ; elles coupent la courbe aux points voulus à une bonne approximation.

Les figures VIII.2-b et c (p. 173) représentent les variations de $\delta\sigma_L$ en fonction cette fois de la position du rayon incident dans le plan XOY quand la diffusion se fait selon + OZ (rotations du cristal autour de OZ). Les cas XZ et $\overline{XZ}$ conduisent à la même valeur, théoriquement et expérimentalement (points N et N'). Si on place sur la courbe les points M et M' correspondants aux cas UZ et $\overline{UZ}$ étudiés, on trouve pour l'angle $\hat{UX}$ 11° au lieu de 10°5 déterminé aux rayons X (points M_x et M'_x).

Cette mesure est donc suffisamment précise pour placer une direction inconnue dans le cristal (si la direction de diffusion est déjà repérée. Le problème a d'ailleurs une solution dans le cas général). Elle nous a servi à lever un doute sur le signe de α laissé par la détermination aux Rayons X ($\alpha = -10^\circ 5$ placerait M en M_1).

Cas	Vibrations	V_e (km/s)	$\delta\sigma$ (mk)	$10^{14} \beta_{AP}$ $n_o n_o$	$10^{14} \beta_{BP}$ $n_e n_o$	$10^{14} \beta_{AQ}$ $n_o n_o$	$10^{14} \beta_{BQ}$ $n_e n_o$
<u>XZ</u>							
$\vec{q}_i$ [1 ; 0 ; 0]	[0,653; 0,248; 0,716]L	6,628	(1,969) 1,976	5,415	0,084	0,123	0,464
$\vec{q}_d$ [0 ; 0 ; -1]	[0,328; 0,760; 0,562]T	4,298	1,281	0,176	0,441	0,130	0,025
$\vec{q}_e$ [0,707; 0 ; 0,707]	[0,683;-0,601;-0,415]T	3,614	1,077	0,304	0,224	0,096	0,007
<u>YZ</u>							
$\vec{q}_i$ [0 ; 1 ; 0]	[0 ; 0,734;-0,680]L	6,965	(2,069) 2,076	6,211	0	0	0,631
$\vec{q}_d$ [0 ; 0 ;]	[0 ; 0,680; 0,734]T	3,900	1,163	0,058	0	0	0,076
$\vec{q}_e$ [0 ; 0,707;-0,707]	[1 ; 0 ; 0]T	3,426	1,021	0	0,116	0,112	0
<u>YZ</u>							
$\vec{q}_i$ [0 ; 1 ; 0]	[0 ; 0,523; 0,850]L	6,080	(1,806) 1,812 _s	4,950	0	0	0,265
$\vec{q}_d$ [0 ; 0 ; -1]	[1 ; 0 ; 0]T	4,942	1,473	0	0,940	0,556	0
$\vec{q}_e$ [0 ; 0,707; 0,707]	[0 ; 0,850;-0,523]T	3,752	1,118	0,588	0	0	0,025

TABLEAU VIII.1

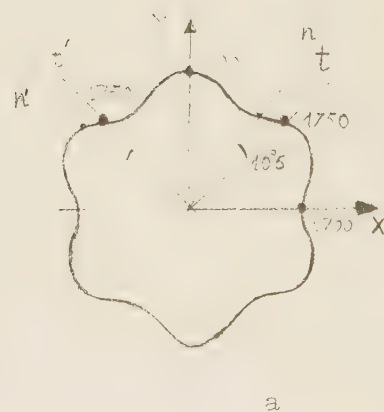
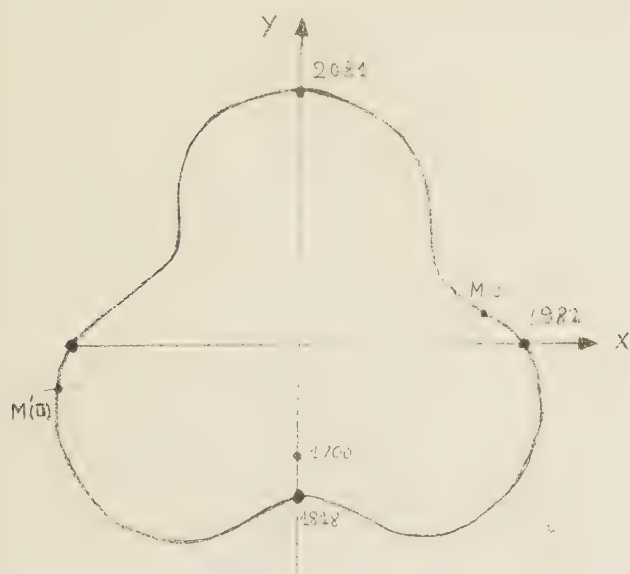
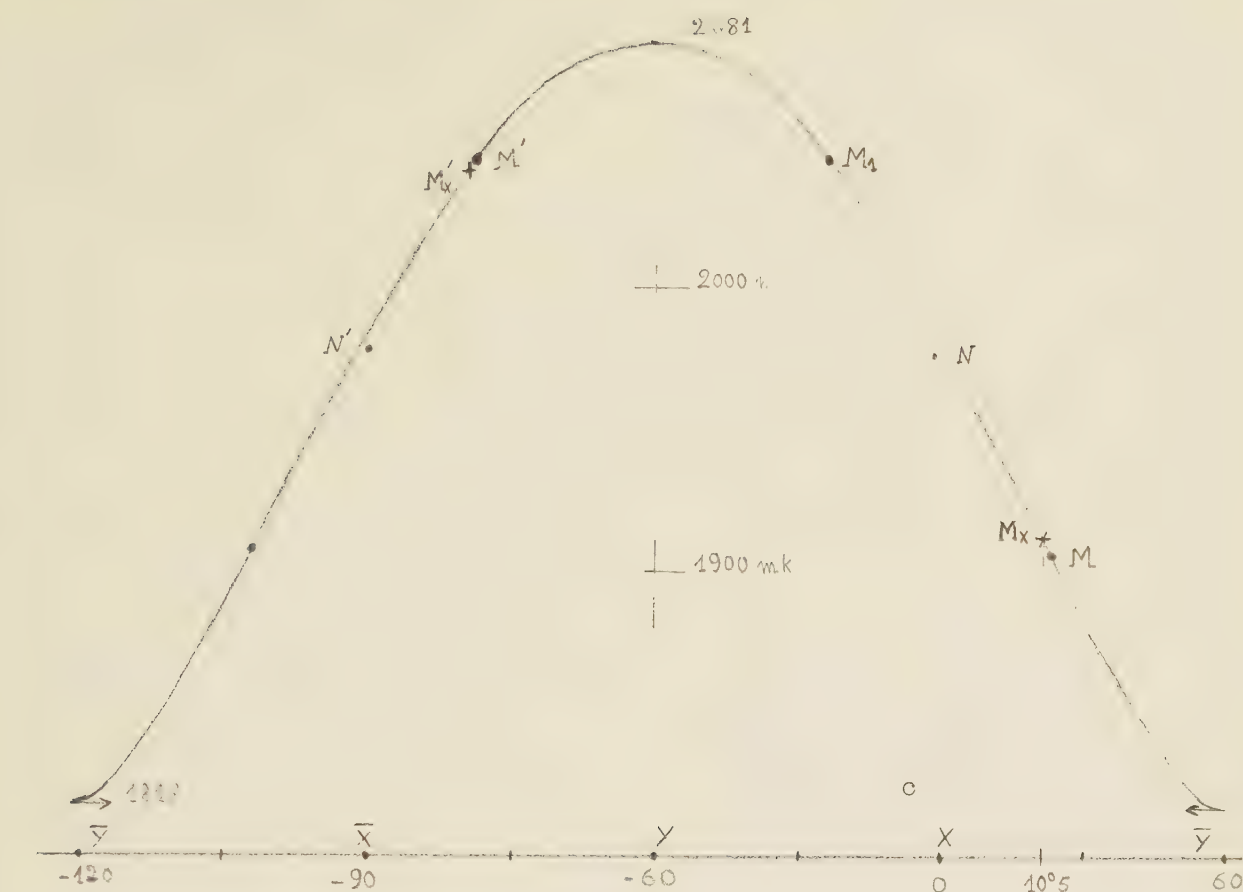


Fig.VIII.2

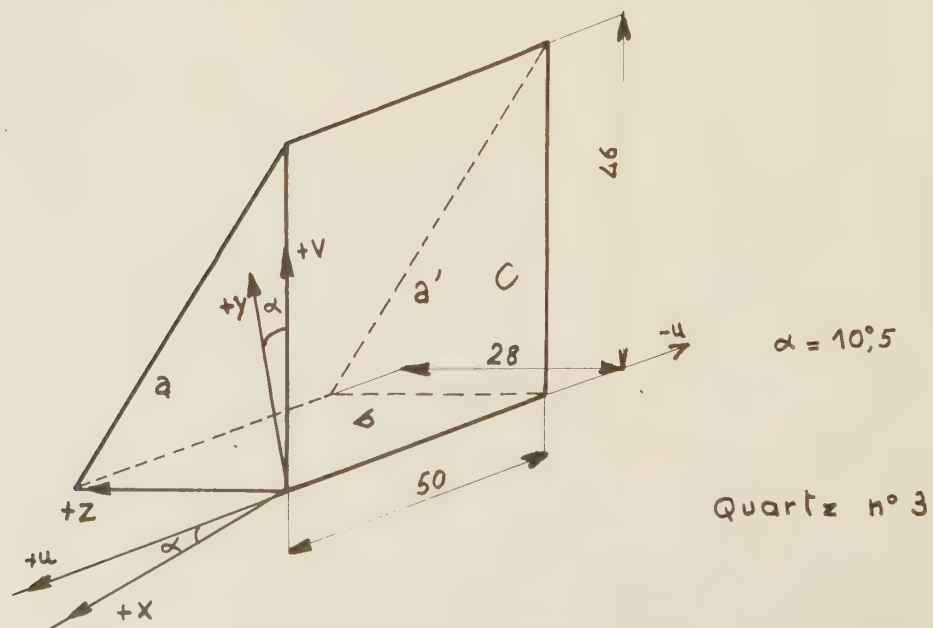
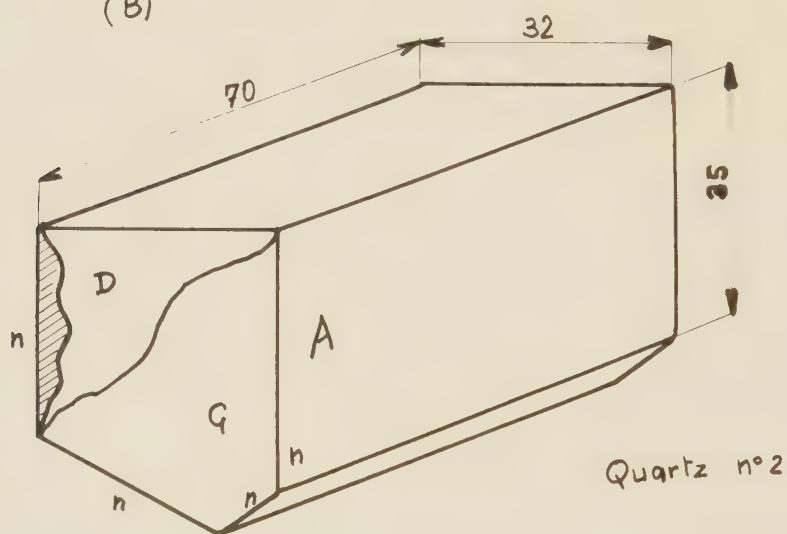
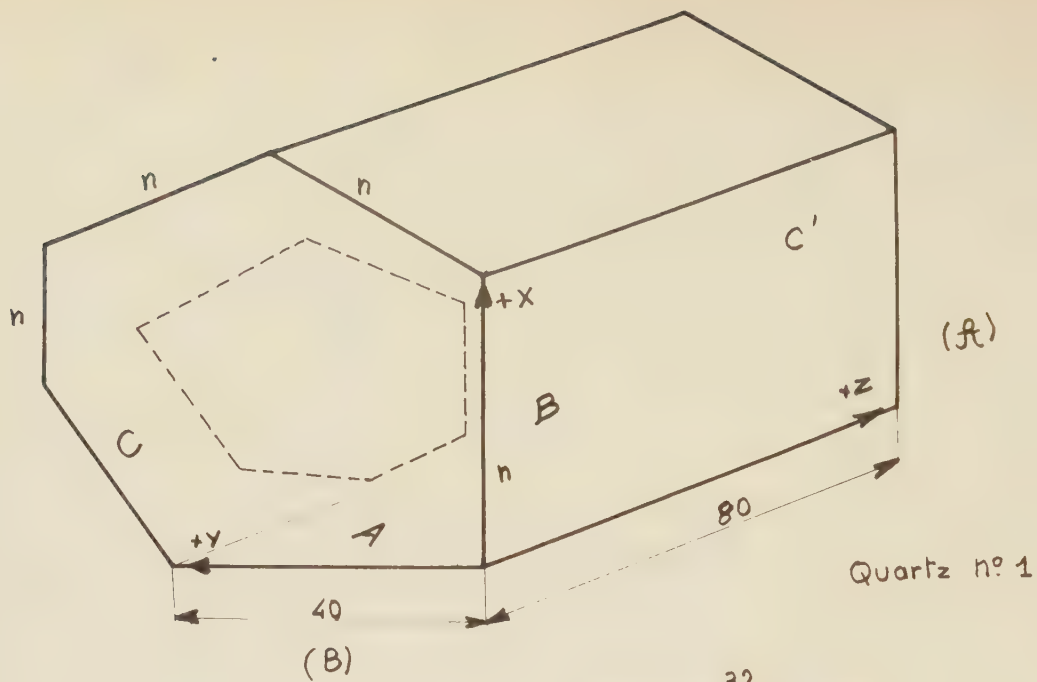


Fig VIII-1.

Cas	Vibrations	V_e (km/s)	$\delta\sigma$ (mk)	$10^{14} \beta_{AP}$ ($n_e n_o$)	$10^{14} \beta_{BP}$ ($n_o n_e$)	$10^{14} \beta_{AQ}$ ($n_e n_o$)	$10^{14} \beta_{BQ}$ ($n_o n_o$)
<u>U.V.</u>							
$\vec{q}_i$ [0,983; 0,182; 0]	[0,766; -0,489; 0,418]L	5,913	(1,768) 1,763	($n_e n_o$) 5,900	($n_o n_e$) 0,183	($n_e n_o$) 0,292	($n_o n_o$) 0,422
$\vec{q}_d$ [0,182; -0,983; 0]	[0,170; -0,473; 0,864]T	4,365	1,301	2,185	0,372	0,085	ϵ
$\vec{q}_e$ [0,824; -0,566; 0]	[0,621; 0,733; 0,279]T	3,777	1,126	0,163	0,137	0,254	0,002
<u>U.V.</u>							
$\vec{q}_i$ [0,983; 0,182; 0]	[0,605; 0,778; 0,166]L	5,690	(1,701) 1,696	($n_e n_o$) 7,490	($n_o n_o$) 0,015	($n_e n_o$) 0,231	($n_o n_o$) 0,367
$\vec{q}_d$ [-0,182; 0,983; 0]	[0,322; -0,431; 0,843]T	4,989	1,492	0,299	0,597	0,317	0,002
$\vec{q}_e$ [0,566; 0,824; 0]	[0,728; -0,457; -0,512]T	3,319	993	0,029	0,009	0,007	0,001
<u>U.Z.</u>							
$\vec{q}_i$ [0,983; 0,183; 0]	[0,636; -0,158; -0,756]	6,392	(1,898) 1,905	($n_e n_o$) 5,042	($n_o n_o$) 0,097	($n_e n_o$) 0,128	($n_o n_o$) 0,366
$\vec{q}_d$ [0 ; 0 ; 1]	[0,313; -0,842; 0,439]	4,582	1,366	0,214	0,656	0,280	0,007
$\vec{q}_e$ [0,695; 0,123; -0,707]	[0,705; 0,516; 0,486]	3,690	1,100	0,450	0,005	0,052	0,017
<u>U.Z.</u>							
$\vec{q}_i$ [0,983; 0,182; 0]	[0,654; 0,302; 0,693]	6,817	(2,025) 2,032	($n_e n_o$) 5,830	($n_o n_o$) 0,045	($n_e n_o$) 0,070	($n_o n_o$) 0,553
$\vec{q}_d$ [0 ; 0 ; -1]	[0,403; 0,636; -0,658]	4,070	1,213	0,107	0,220	0,041	0,050
$\vec{q}_e$ [0,695; 0,129; 0,707]	[0,640; -0,710; -0,294]	3,525	1,051	0,153	0,061	0,120	0,03

TABLEAU VIII.2

TABLEAU VIII.4 et 5

Gas	$\delta\sigma_B$	y_B	$10^{10} \varphi_B / \varphi_0$	$x10^{14} (\beta_v + 0,26\beta_h)$	y_{FD}	$x10^{14} (\beta_v + 0,26\beta_h)$
c.c. L	1713	665	2,14	8,68	628	0,613
<u>UV</u> c.i. L	<u>1711</u>	<u>675</u>	<u>2,18</u>	<u>8,86</u>		
v.c.c.L	1716	674	2,34	9,13	628	0,694
v.c.i.L	1721	676	2,28	8,92		
<u>UV</u> c.c. L	1713	680	2,19	8,87	622	2,60
c.i. L	1714	682	2,13	8,67		
c.c. L	1772	675	1,92	7,80	630	3,58
<u>UV</u> c.i. L	1753	(690)	1,78	7,22		
c.i. T	(1250)	(690)	0,72	2,95		
c.c. L	1908	682	1,30	5,49	640	0,970
c.i. L	<u>1908</u>	<u>682</u>	<u>1,345</u>	<u>5,68</u>		
<u>ZU</u> c.i. T	(1180)	(770)	(0,33)	(1,38)		
v.c.c.L	1897		1,332	5,61	640	0,910
v.c.i.L	1911		1,367	5,76		
c.c. L	2.033	670	1,395	5,90	618	0,625
c.c. L	(1.080)					
<u>ZU</u> c.i. L	<u>2.044</u>	<u>670</u>	<u>1,387</u>	<u>5,86</u>		
c.i. T	(1.060)		(0,134)	(0,54)		
v.c.c.L	2.062		1,310	5,73		0,641
v.c.i.L	2.049		1,442	6,08		

CHAPITRE IX - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

IX-1. D'après la théorie classique, les intensités Stokes et Antistokes doivent rester égales et varier proportionnellement à la température absolue.

D'après la théorie quantique :

$$\frac{I_A}{I_S} = \exp \left(- \frac{\hbar \omega_B}{KT} \right) \text{ (form. II.70)}$$

et l'on peut écrire, après des transformations simples de la formule II.69 :

$$I_S \simeq CT \left(1 + \frac{\hbar \omega_B}{KT} \right) \quad \omega_B = 2\pi c \delta \sigma_B$$

K = Cte de Boltzmann

$$I_A \simeq CT \quad \text{avec : } C = \text{Facteur de proportionnalité}$$

à condition que $\frac{\hbar \omega_B}{KT}$ ne soit pas trop grand ($< 0,1$ pour que l'approximation soit meilleure que 5 %).

A la température de l'air liquide et pour $\delta \sigma_B = 2 \text{ cm}^{-1}$, $\frac{\hbar \omega_B}{KT} \simeq 0,028$; il en résulte $I_A \simeq I_S (1 - 0,028)$ et $I_A + I_S$ ne diffère de $2KT$ que de 1,4 %.

Les deux théories sont équivalentes à la précision de nos expériences et les mesures que nous avons entreprises ne pouvaient prétendre qu'à vérifier la proportionnalité à T.

IX-2. CONDITIONS EXPERIMENTALES -

— Nous avons utilisé le quartz N°3 en position $\overline{UV}$ pour ne pas être gênés par la fausse diffusion et les composantes transversales.

— Chauffage.

La figure IX.1 (p.180) montre la forme du four utilisé, fabriqué avec des flancs d'imprimerie enroulés sur une carcasse en laiton pour assurer l'uniformité des températures. Les tunnels d'entrée et de sortie, fermés par des fenêtres de silice, étaient longs et chauffés pour éviter un trop fort gradient. L'ensemble était noyé dans l'amiante.

On faisait varier la température de 20°C à 140°C en 24 h. environ. Trois couples permettaient de contrôler l'équilibre thermique.

— Refroidissement.^(*) (Cf. Planche III et Fig.IX.2 p.180).

L'azote liquide est aspiré par une pompe et refroidit par circulation le corps de l'appareil en laiton massif.

Les faisceaux peuvent entrer ou sortir par deux fenêtres fermées par des lames de silice balayées à l'air chaud pour éviter la condensation.

L'étanchéité du système était assurée par un mastic siliconé enduit de graisse de silicone épaisse ; elle ne s'est pas révélée suffisante et il se produisait au refroidissement une aspiration d'air nécessairement humide qui rendait toute mesure impossible. La solution a été de créer à l'intérieur une légère surpression à l'aide d'azote refroidi par circulation dans un serpentin immergé dans l'azote liquide.

L'ensemble du dispositif était enrobé de Sipror ; des couples permettaient de n'opérer qu'à l'équilibre, d'ailleurs long à atteindre.

IX-3. RESULTATS ET DISCUSSION -

— Les résultats sont résumés par les courbes de la figure IX.3 (p.181). On a pris comme température unité celle du laboratoire pendant les mesures ($\approx 290^\circ\text{K}$).

(*) - Adaptation d'un dispositif du à Mr. le Professeur R. Lafont.

Les intensités Brillouin I ont été portées en valeurs relatives avec comme unité, l'intensité diffusée sans chauffage ni refroidissement qui a servi à raccorder les deux séries d'expériences ($\blacktriangle$) ; on a également indiqué les valeurs du rapport $\frac{I}{I_0}$ par rapport à l'horizontale $\frac{I}{I_0} = \text{Cte} = 1$ ($\bullet$) et les valeurs des shifts mesurés pour chaque expérience.

La courbe en pointillés représente les variations de l'intensité de la F.D. en prenant comme unité la valeur obtenue à la température du laboratoire ($\times$).

— L'intensité de la F.D devrait rester constante ; l'allure de ses variations est surprenante puisqu'elle décroît quand la température augmente. Il est possible que le phénomène soit dû à une stabilisation insuffisante de la structure réelle et il y aurait lieu de reprendre ces mesures après avoir fait parcourir au cristal un nombre suffisant de cycles : "chauffage-refroidissement" suivant la technique de L. Taurel.

- Sauf peut être pour la mesure à -170°C , les shifts sont restés constants à la précision des expériences ; les vitesses et les constantes élastiques dépendent donc peu de la température dans la région étudiée.

- Les écarts à la linéarité pour les intensités Brillouin sont de 5 à 10 % et atteignent 17 % en un point isolé. Ils sont un peu supérieurs aux erreurs expérimentales habituelles, surtout pour des mesures relatives. Mais les réglages sont ici plus difficiles qu'à l'accoutumée. D'autre part, les points sont systématiquement en dessous de la droite $I = CT$ ce qui peut être dû à un affaiblissement par des dépôts ou des dégagements de mercure, même très faibles, pendant le chauffage et par un léger givrage pendant le refroidissement ; il est encore possible que l'équilibre thermique ne soit pas atteint pour les points intermédiaires et il faut certainement accorder un meilleur poids aux mesures à -170°C et $+135^\circ\text{C}$ (écarts : -12 % et -4 %). le cristal était maintenu pendant plusieurs heures à ces températures). Il semble, en conclusion, que la loi de proportionnalité soit vérifiée avec une précision satisfaisante dans la zone étudiée.

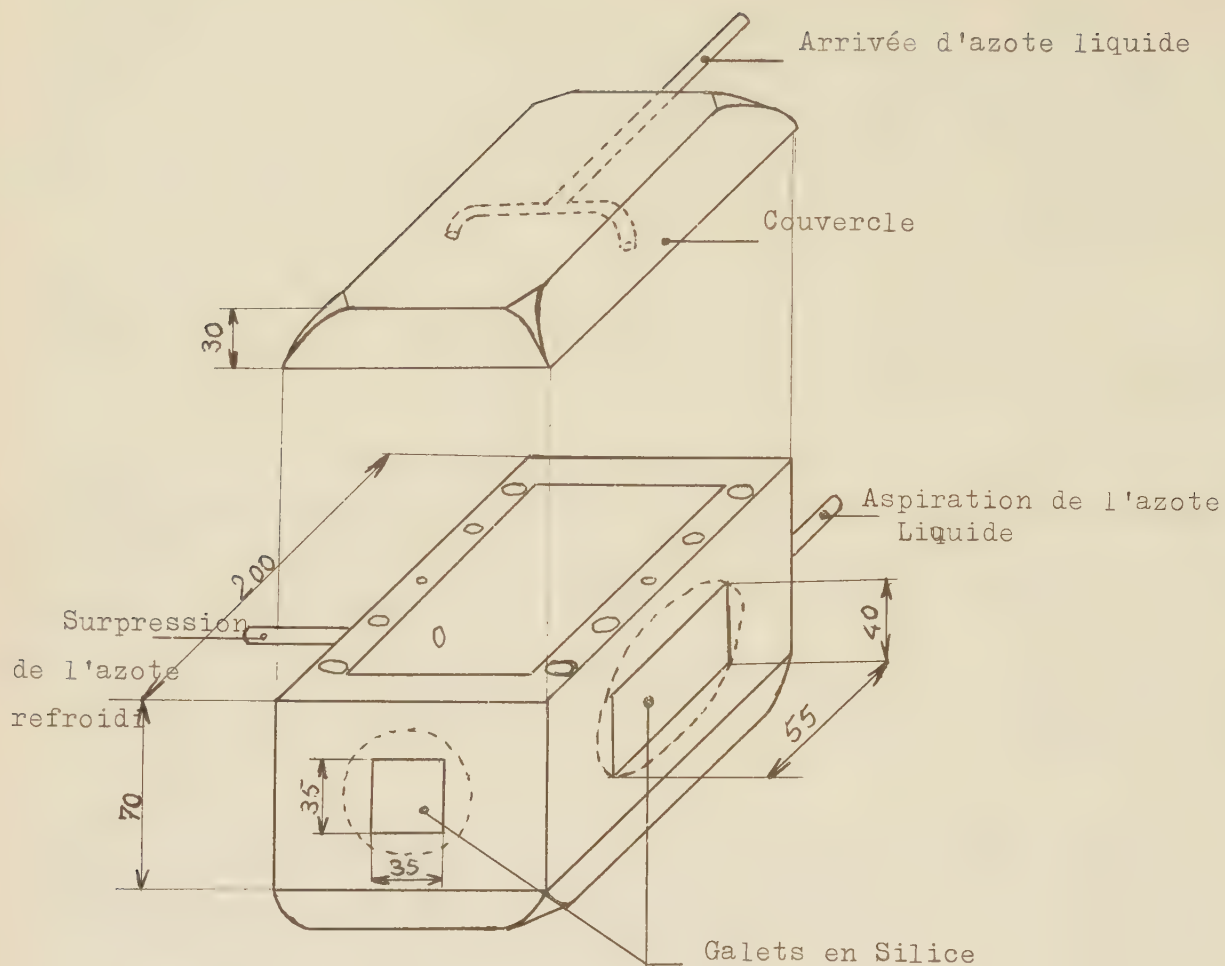


Fig.IX.2

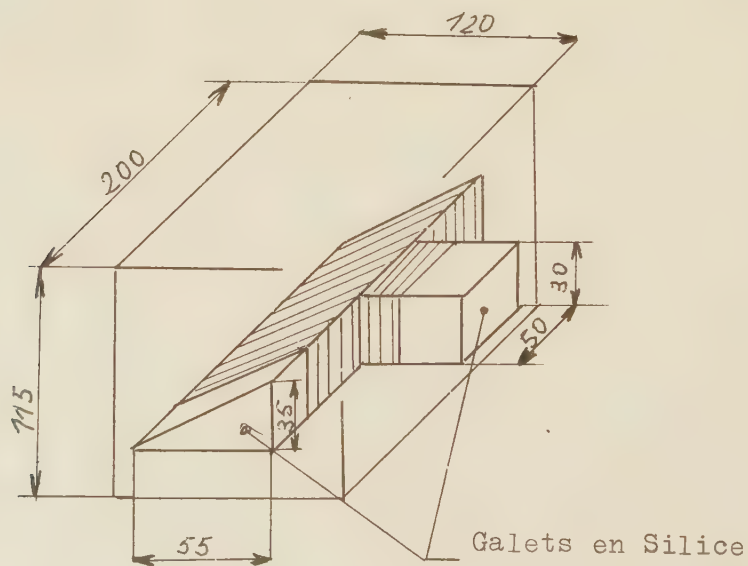


Fig.IX.

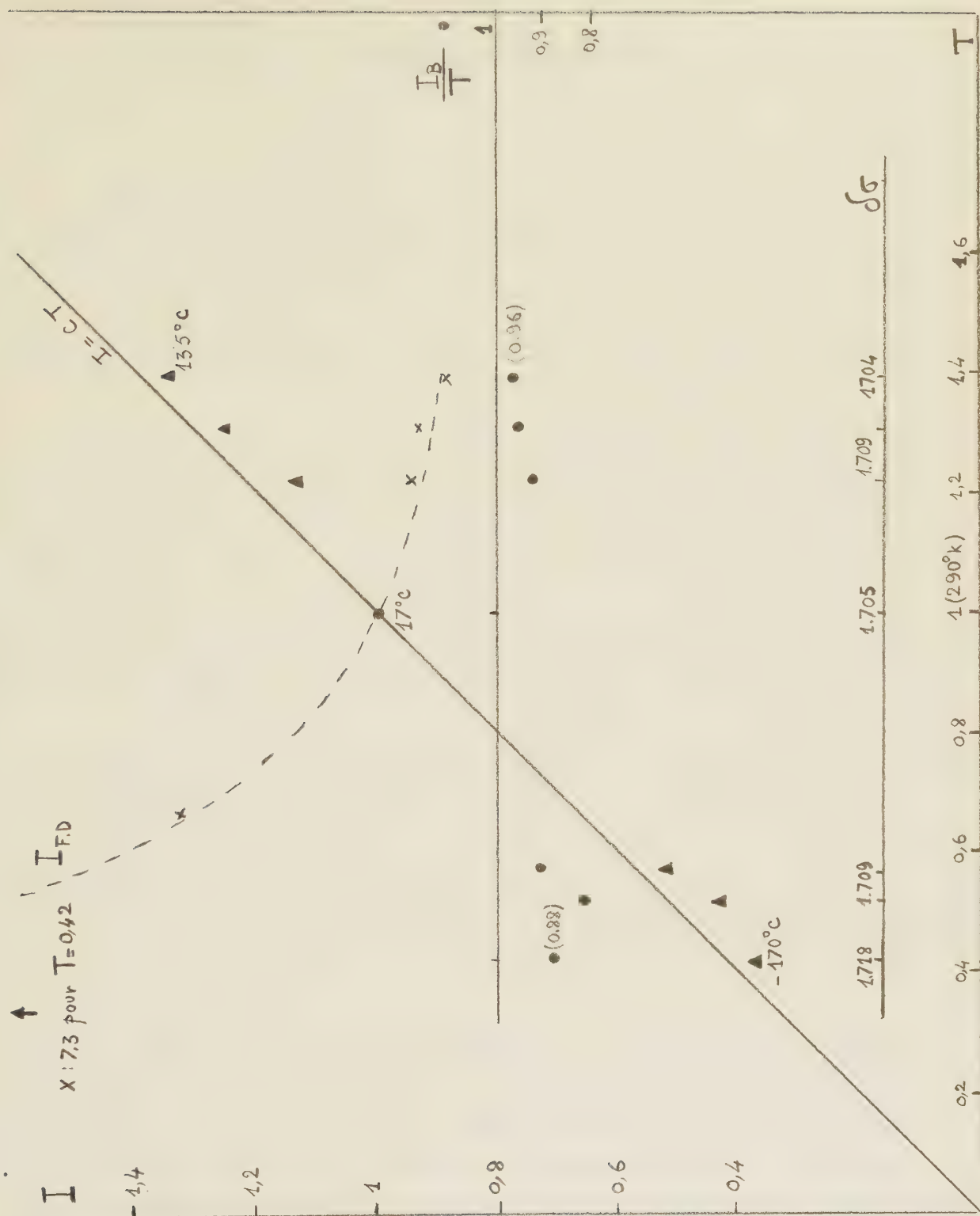


Fig.IX.3

C O N C L U S I O N

Nous avons exposé la théorie classique de la diffusion Brillouin sous une forme générale et élaboré une théorie quantique de première approximation prévoyant de façon correcte la variation de l'intensité diffusée avec la température. Le calcul des intensités et des shifts a été programmé sur IBM N° 1620.

— Le montage réalisé pour l'étude expérimentale du phénomène a demandé une assez longue mise au point, mais s'est ensuite révélé d'utilisation rapide et sûre ; quatre vingt fois plus lumineux environ que ne le serait le monochromateur utilisé en spectrographe à la même résolution, il travaille cependant à sa limite de sensibilité et les améliorations apportées, en particulier, sur les sources, étaient nécessaires : diviser la sensibilité par trois rendrait précaires beaucoup de mesures.

— Les hypothèses et les calculs utilisés dans l'établissement des formules de vérification (effet polarisant du monochromateur, élargissement par convergence, influence de la polarisation rotatoire, absorption de la cuve à mercure isotopique) ainsi que la technique de dépouillement ont trouvé leur justification, croyons-nous, dans la reproductibilité et la faible dispersion des résultats.

— Les coefficients de diffusion, mesurés en valeurs absolues et les écarts en fréquence des raies Brillouin longitudinales ont été étudiés dans de nombreux cas ; l'accord entre les calculs et les mesures peut être considéré comme satisfaisant. Pour les différentes positions d'un même cristal les rapports des intensités diffusées et, quand elles existaient, les différences d'écarts en fréquence ont également été conformes aux prévisions théoriques. Nous avons enfin

vérifié la proportionnalité de l'intensité diffusée à la température absolue avec une précision de 10 % environ. Nous pensons, en résumé, que la théorie est solidement établie sur ces divers points.

— Il a été possible, dans certains cas, de mettre en évidence les composantes transversales et d'évaluer leur shift et leur intensité ; l'accord avec les prévisions est acceptable, en particulier en ce qui concerne les rapports de ces intensités à celles des composantes longitudinales.

— Cette étude et celle de la polarisation du phénomène n'ont cependant pas été effectuées avec une rigueur suffisante. Elles nécessiteront pour être menées à bien, quelques perfectionnements techniques, une augmentation de l'énergie d'excitation, si cela est possible, et une meilleure utilisation de l'information (reconstitution des courbes, déconvolution en machine) d'ailleurs profitables à l'étude des composantes longitudinales.

— Nous n'avons pas étudié la fausse diffusion de façon systématique : ses importantes variations avec la nature d'un cristal le choix d'un échantillon ou même sa position par rapport aux faisceaux devraient donner des indications sur la structure réelle du milieu. Il y aura lieu, également, d'élucider le problème du fond continu que nous croyons avoir observé.

— Le montage devrait maintenant permettre de calculer à partir des mesures de shifts et d'intensités, les constantes élastiques et élasto-optiques d'un cristal maintenu dans des conditions physico-chimiques variées.

Inversement, si ces constantes sont connues avec précision, il devrait être possible de procéder à une vérification fine des hypothèses sur la nature des courbes $\omega_e(\vec{k}_e)$ au voisinage de l'origine pour les branches acoustiques.

— La détermination de la forme et de la largeur des raies de diffusion permettrait de mieux connaître le mécanisme de l'interaction

quantique et, en particulier, d'évaluer le temps de vie des phonons. Ce problème est lié à la mise au point d'une théorie quantique complète ; il l'est aussi à l'emploi de sources plus puissantes et fines et à une utilisation correcte de l'information. Nous pensons nous y consacrer.

• • •

P L A N C H E S

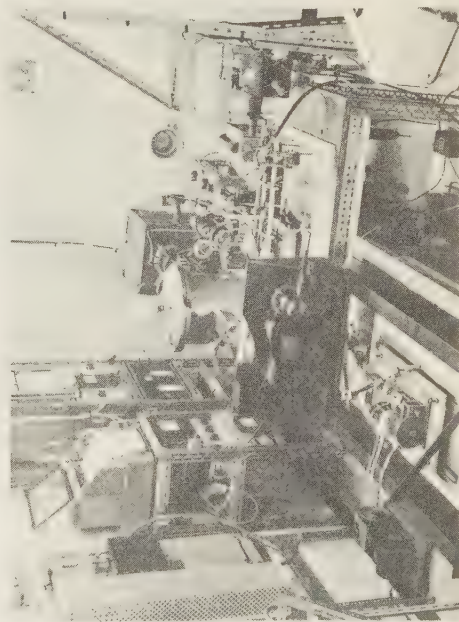
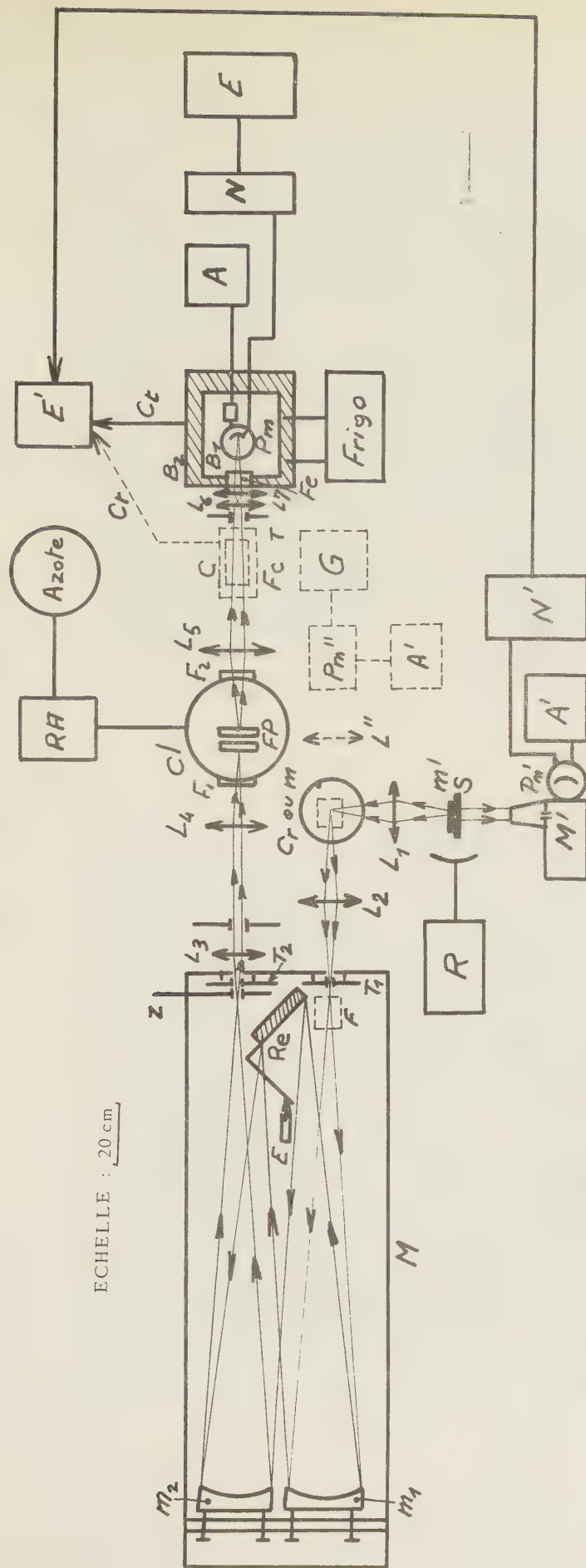
S C H E M A S

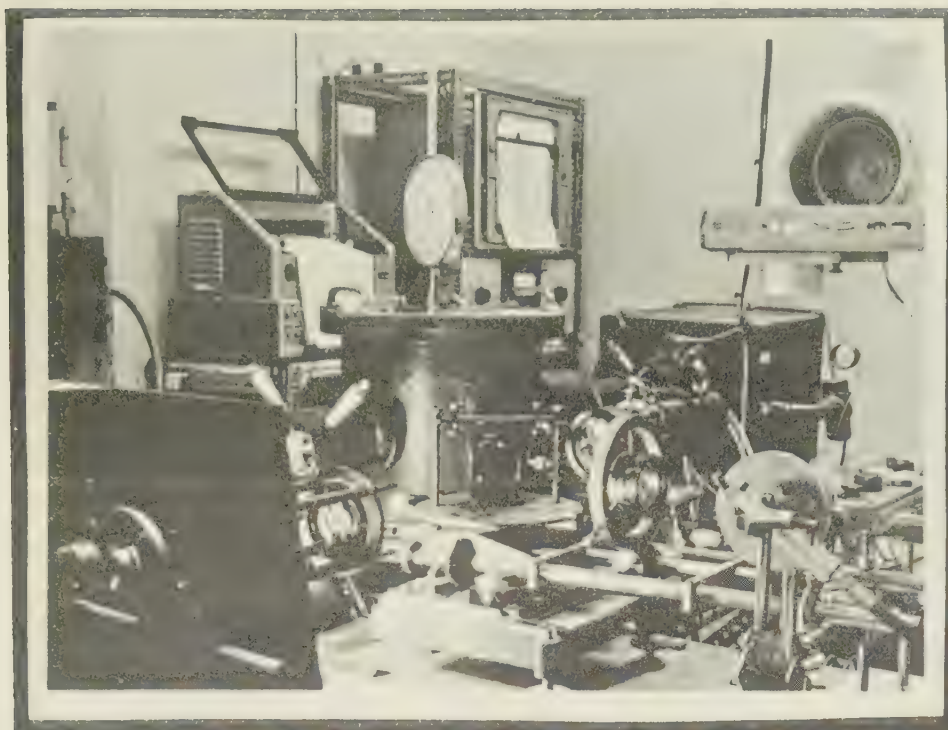
P H O T O G R A P H I E S D U M O N T A G E

E N R E G I S T R E M E N T S

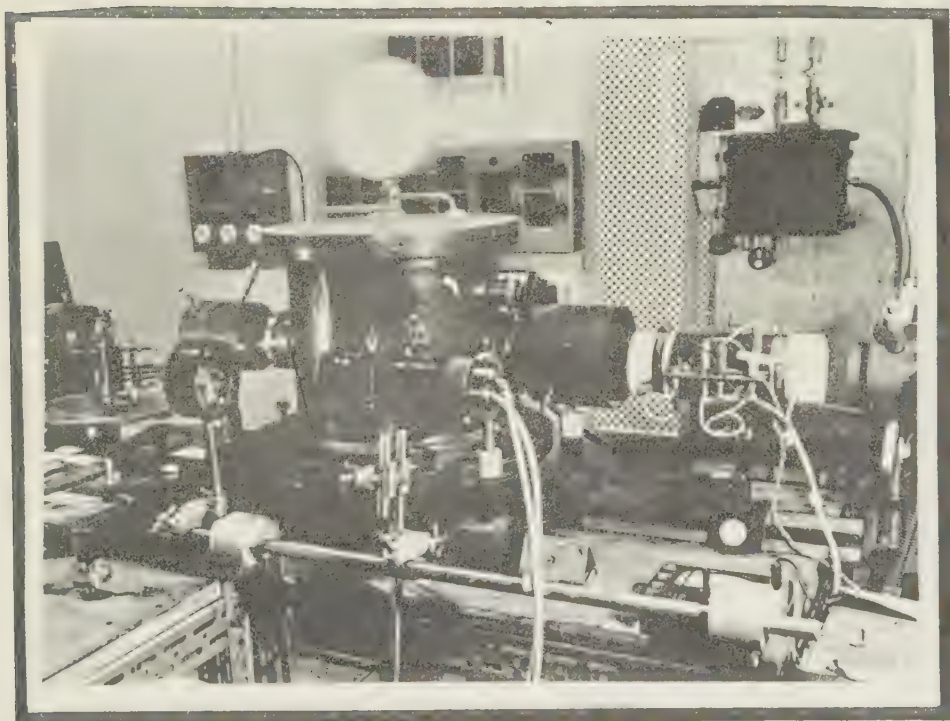
Les planches **VIII** à **XXIV** sont des reproductions photographiques d'enregistrements réels. Des indications plus détaillées sont données pages 106 et 107 .

SCHEMA ET VUE D'ENSEMBLE

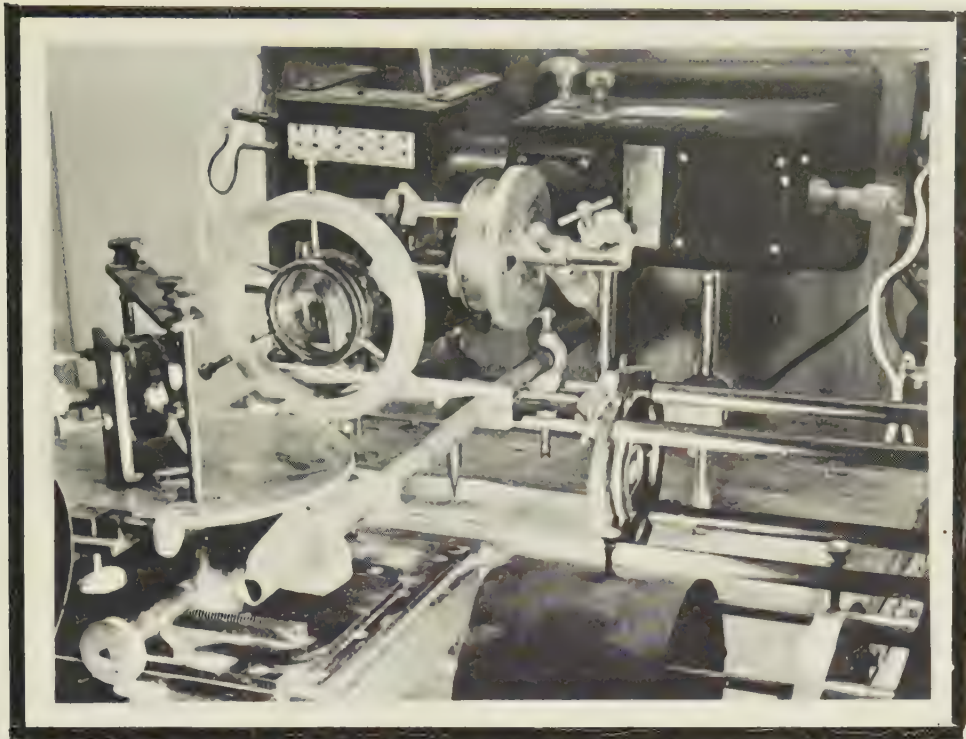




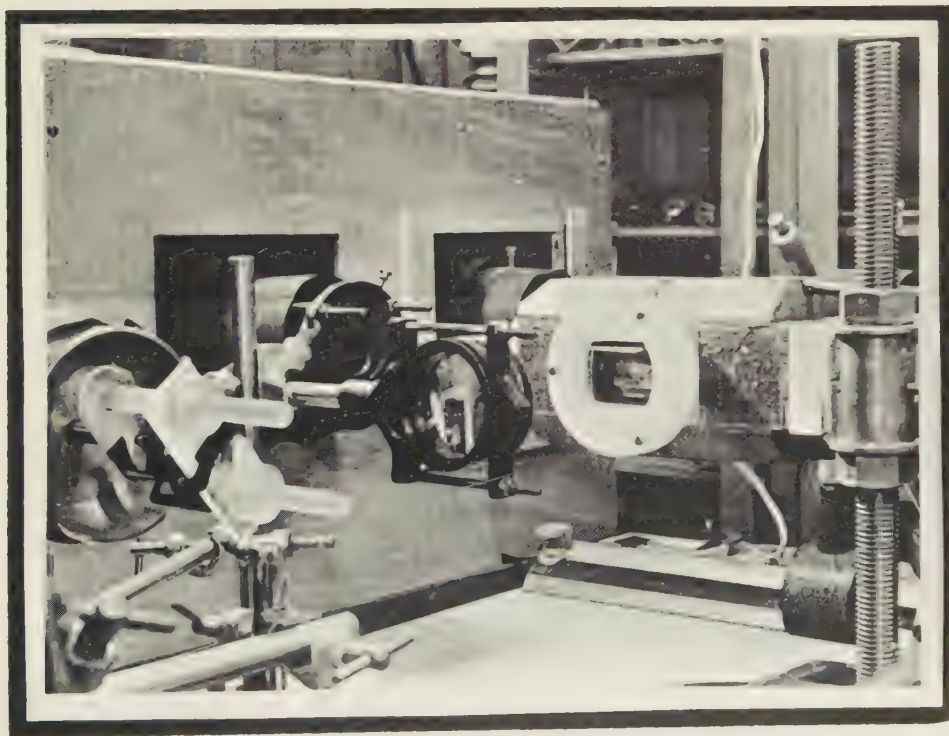
VUE GENERALE



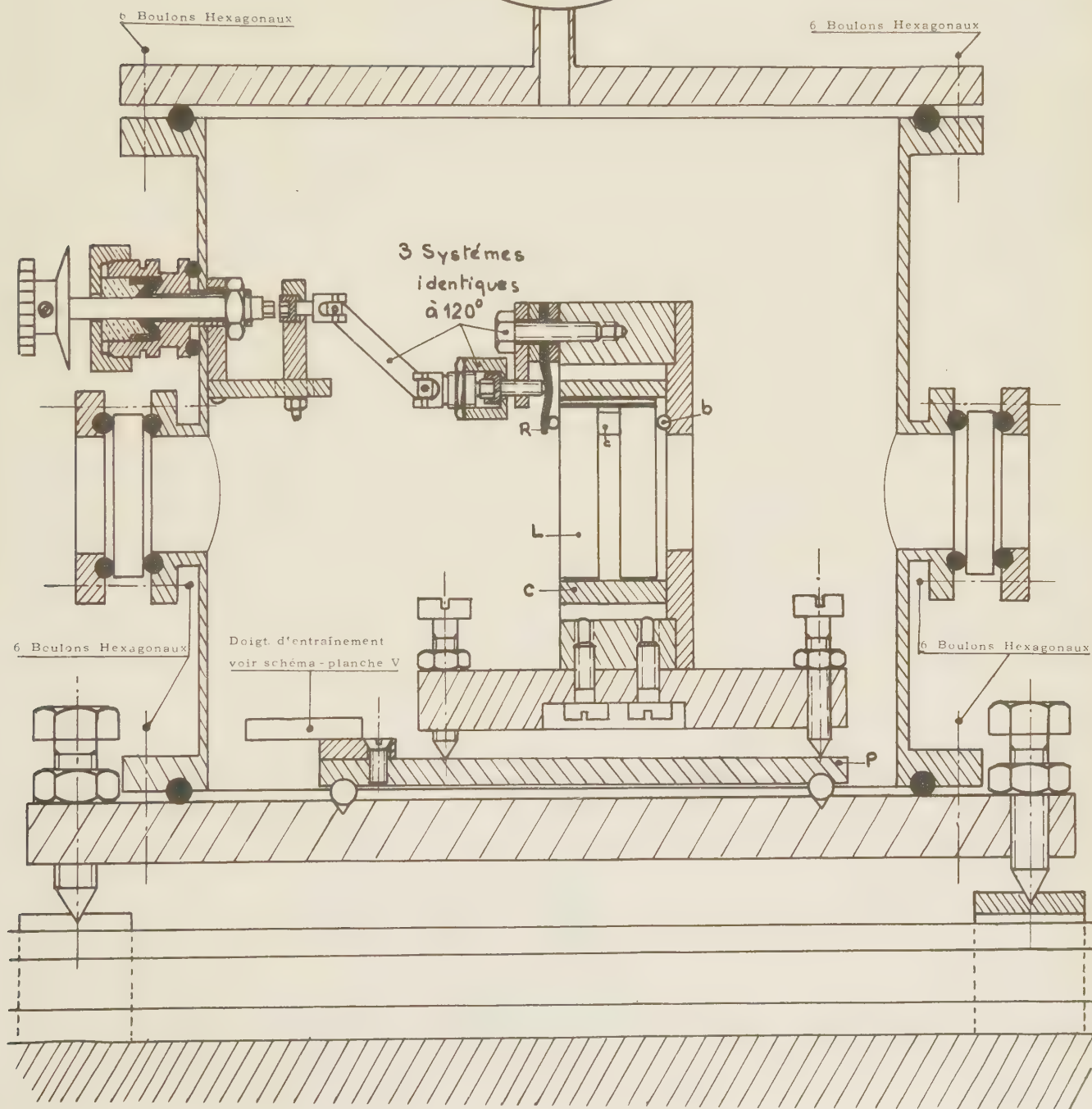
VUE GENERALE - RENTREE D'AZOTE - MESURES ANNEXES

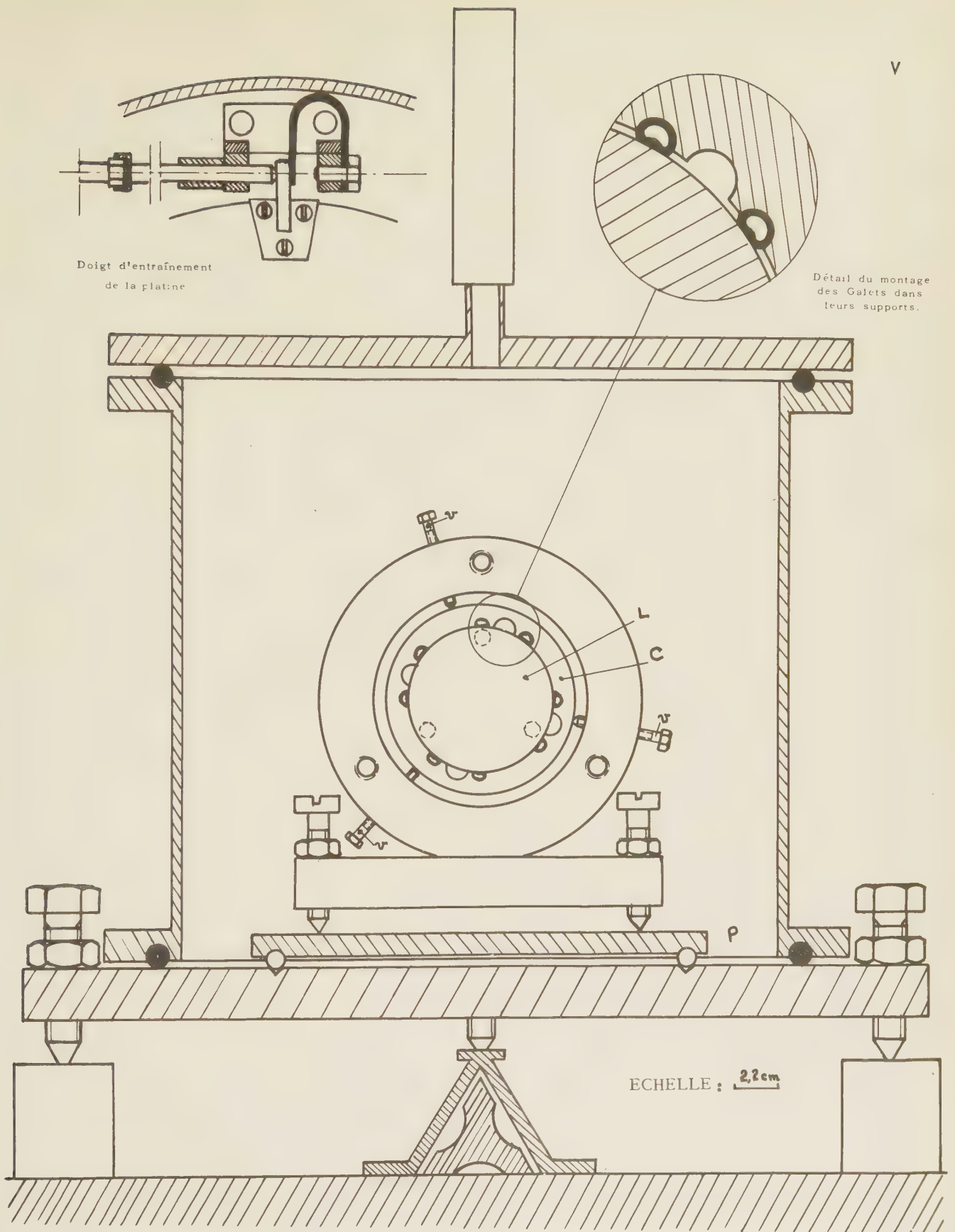


PLATINE - SOURCE - DISPOSITIF DE CONTROLE DE L'INTENSITE

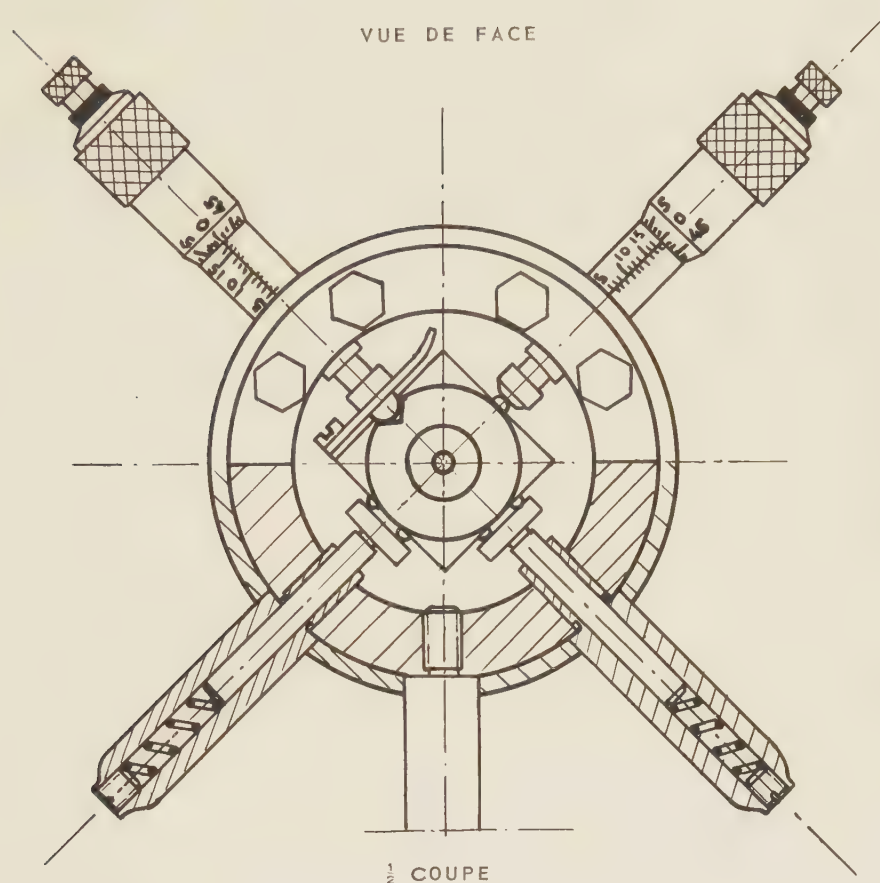


SOURCE - DISPOSITIF DE REFROIDISSEMENT DU CRISTAL

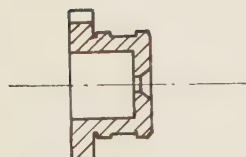
ECHELLE : 2,2 cm



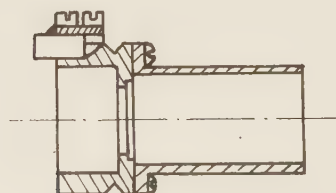
DISPOSITIF DE DEPLACEMENT
ET DE REPERAGE DU TROU EXPLORATEUR



PIECE CENTRALE : VUE de FACE

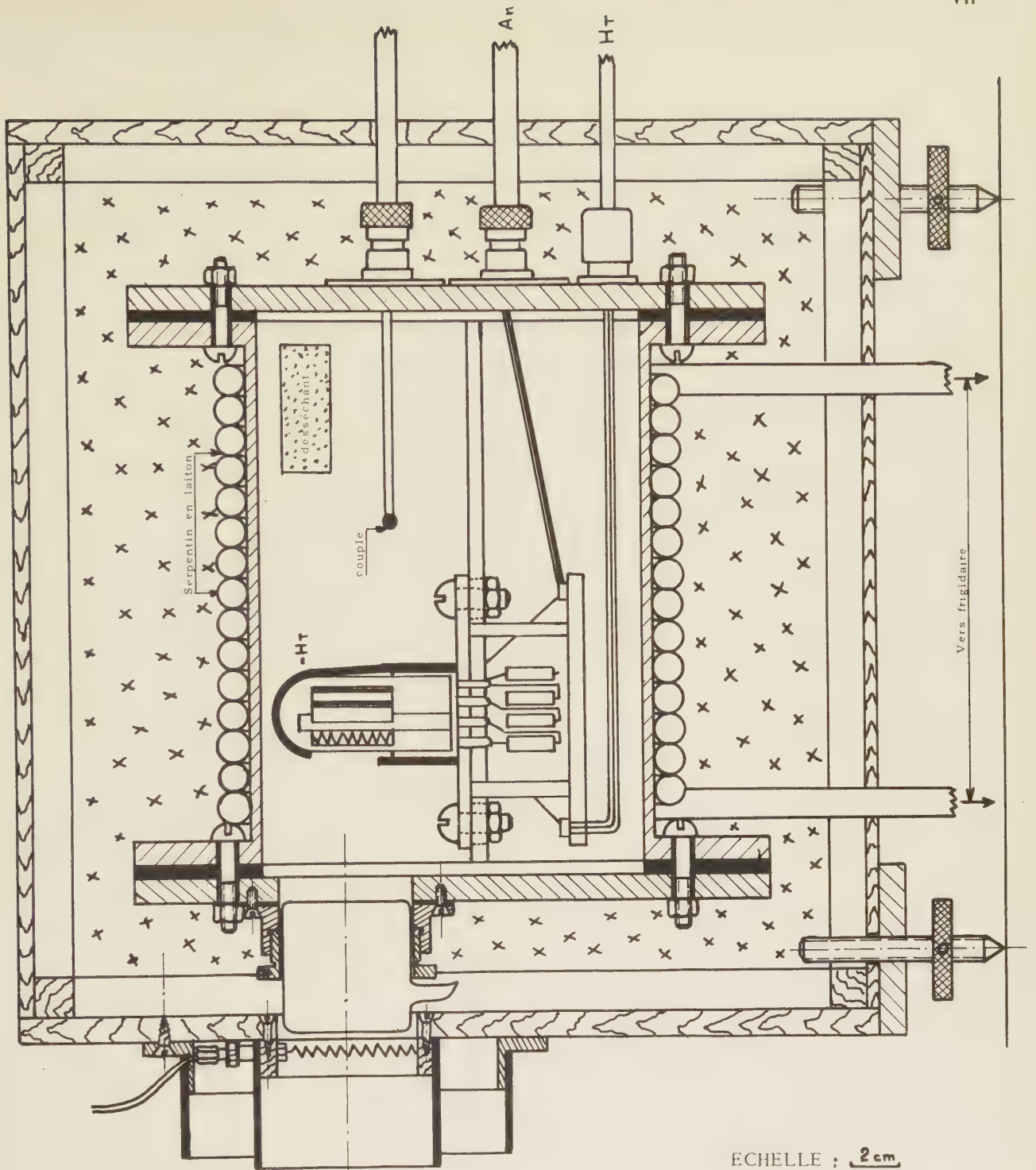


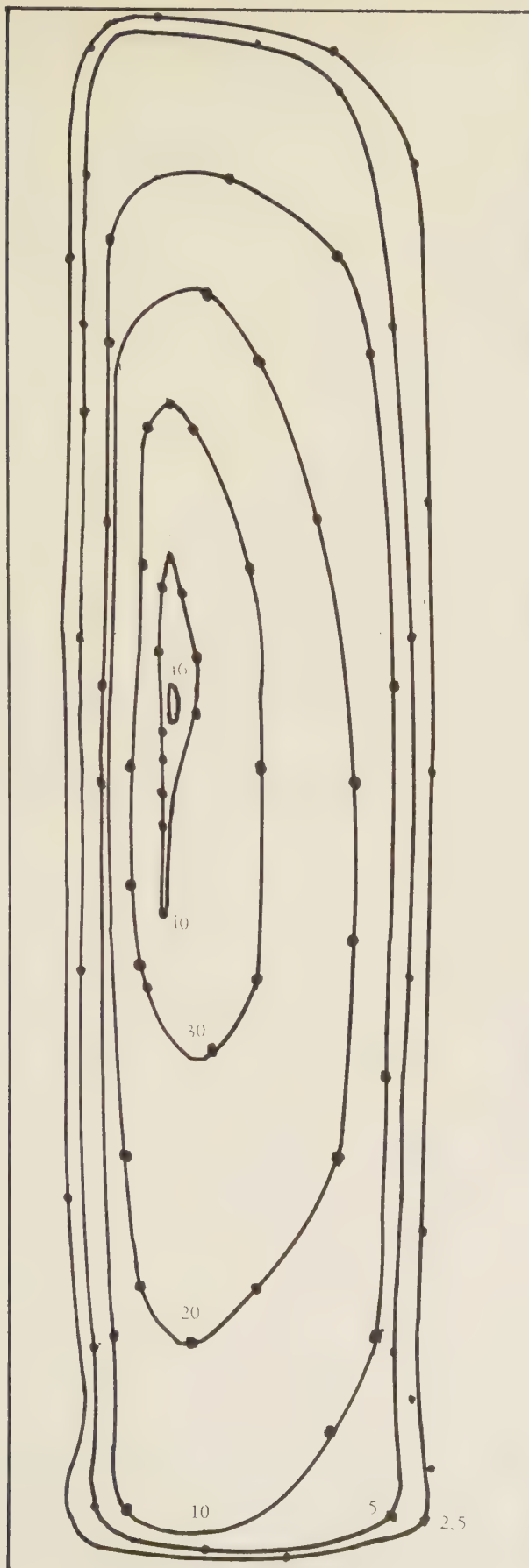
TROU EXPLORATEUR



PORTE-TROU

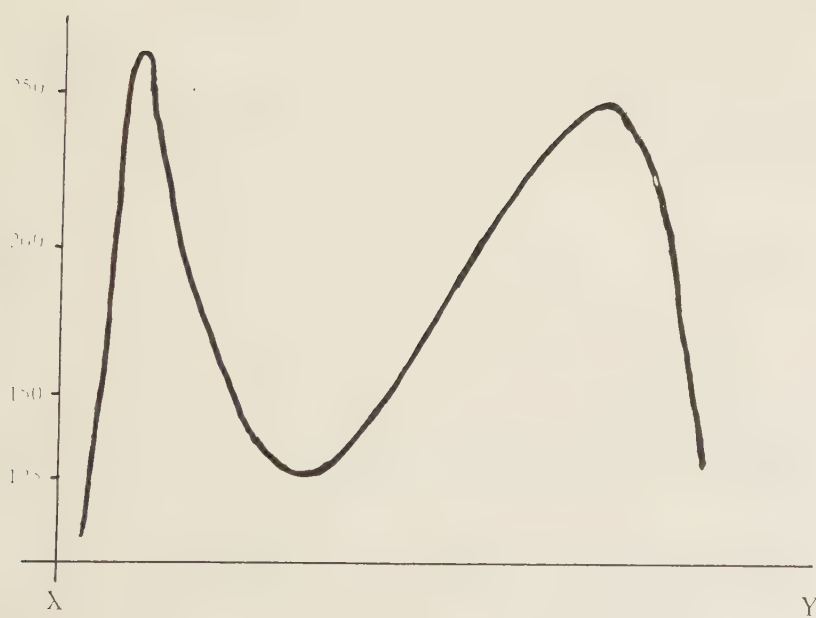
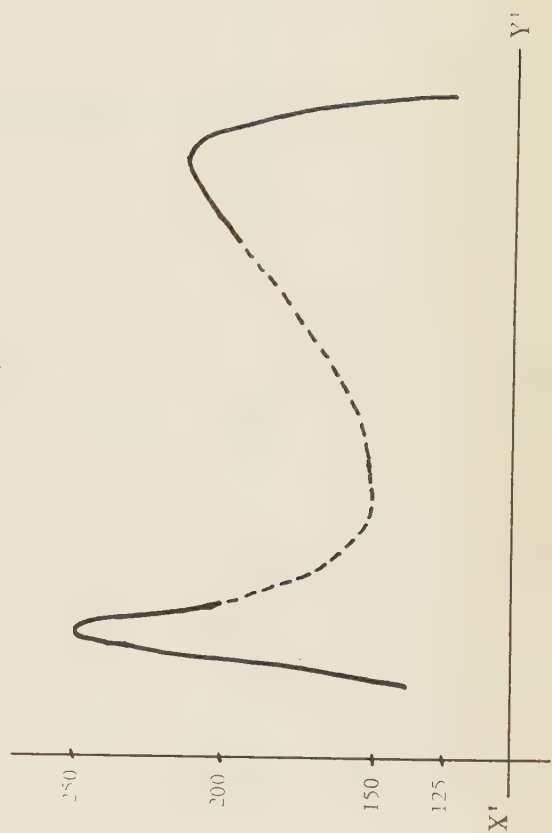
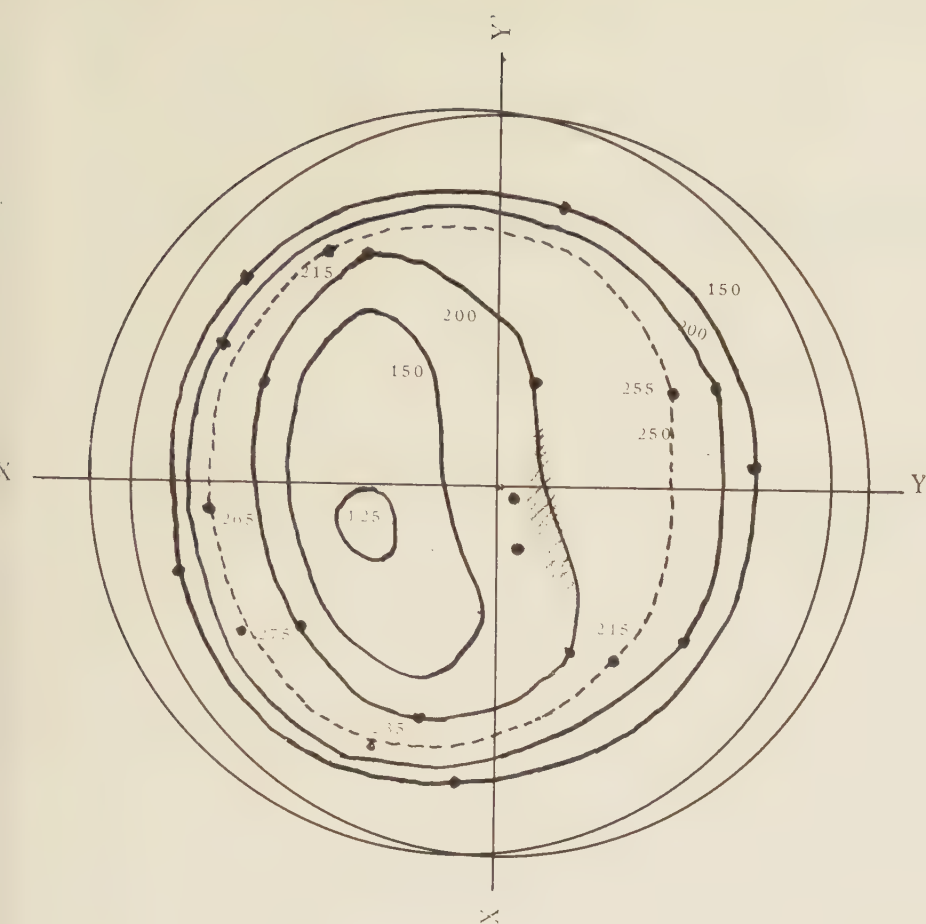
ECHELLE : 2cm





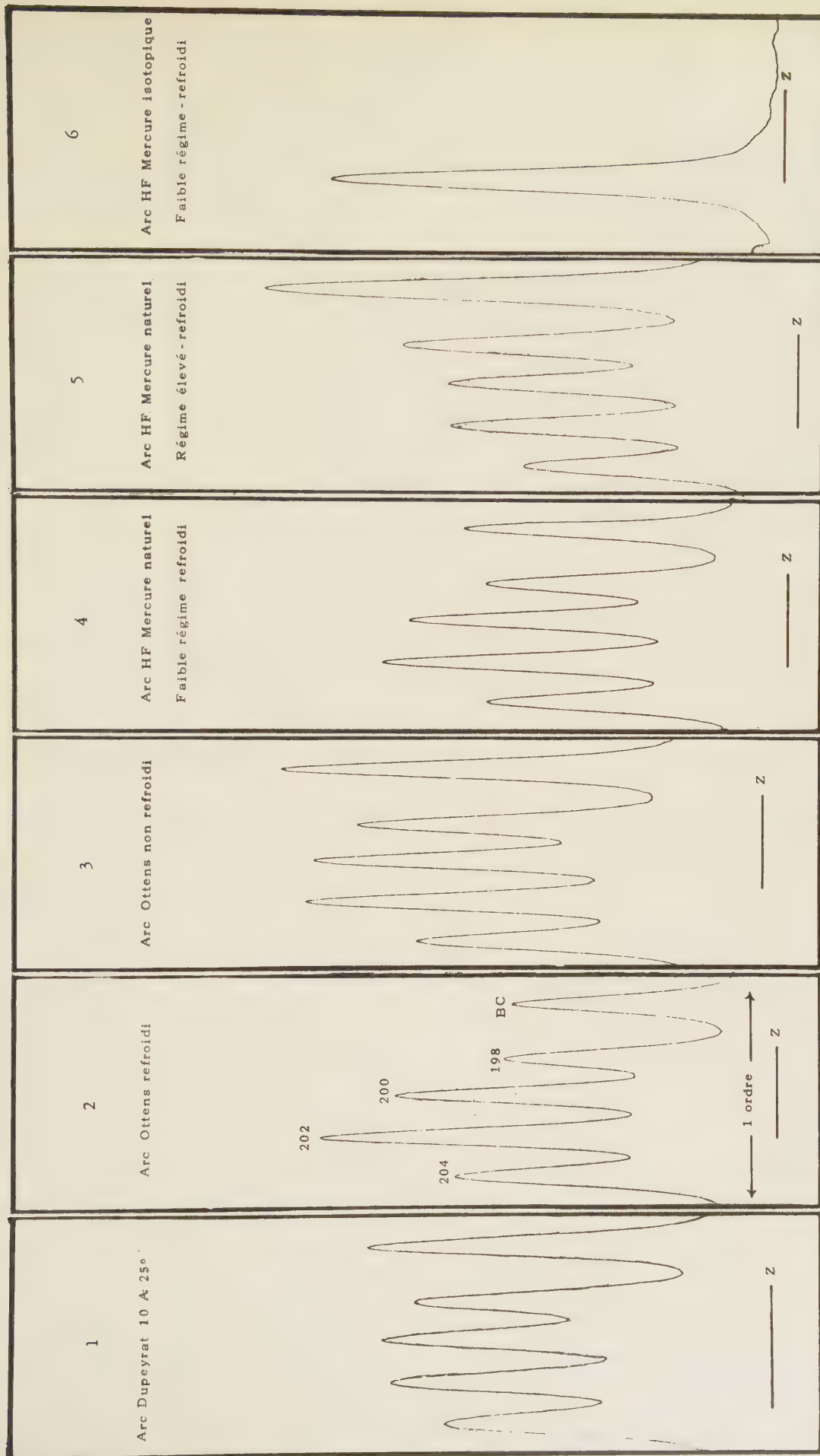
I P. 28. N° 3 Echelle : 10

Filtre Schott BG 1



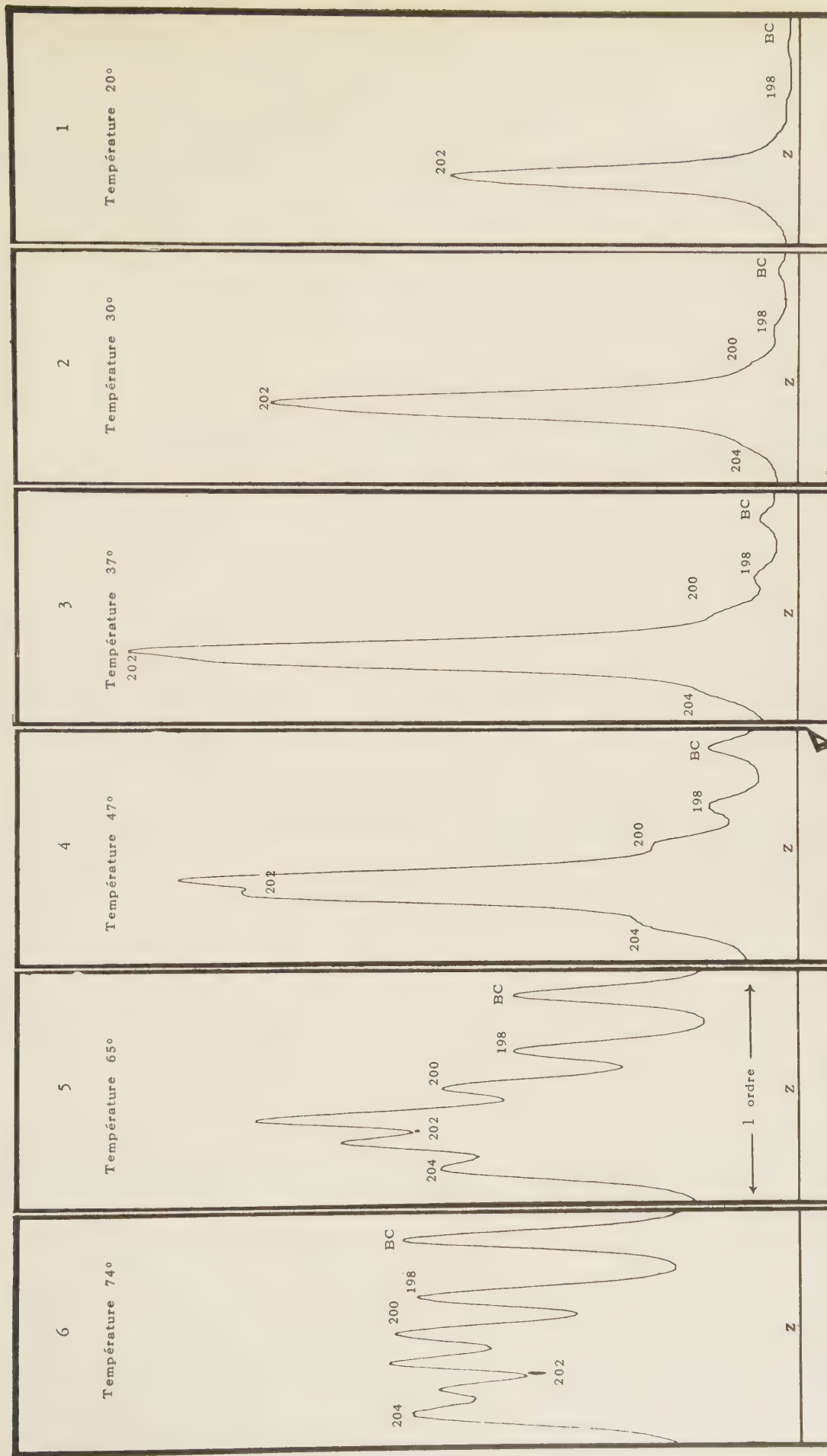
U.V.P. 51. Echelle : 2,5

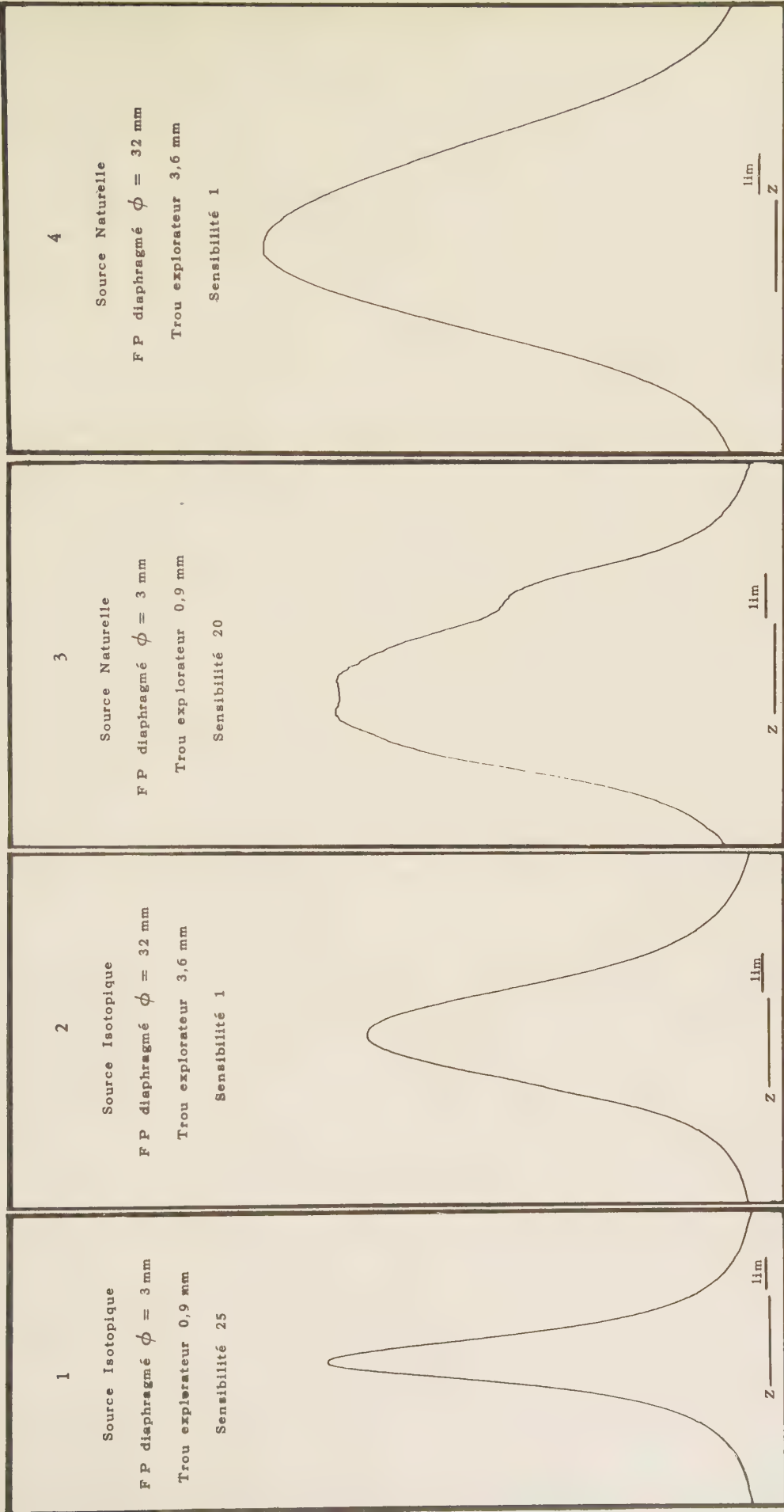
Filtre Schott B G 1



FP 5 mm $R_w = 900\,000$

$N_y = 10$ $R_y \sim 400\,000$





FP 1,27 mm $\Delta\sigma = 3,934 \text{ mK}$ $\Delta L = 30,1 \text{ cm}$ X

FP 1mm $\Delta\sigma = 5.018 \text{ mK}$ $R_y \sim 70.000$

Source isotopique refroidie

Sensibilité 1

2537

2537

Z

FP 1mm $\Delta\sigma = 5.018 \text{ mK}$ $R_y \sim 70.000$
 Source isotopique refroidie + Cuve isotopique 110°C
 Sensibilité 250



_____ Z

1

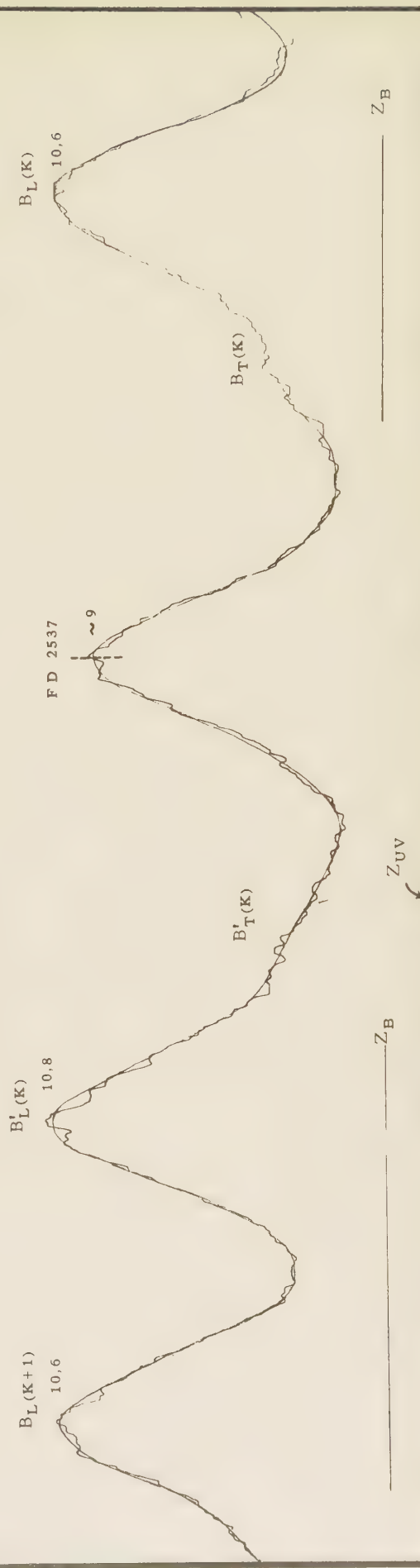
QUARTZ N° 3 $\Delta \leftarrow$ UZ - 45° FP 1mm 1.000 V 1 nA

Source Isotopique HF - Cuve Isotopique 140° C



2

Cuve compensatrice



QUARTZ N° 3 Δ ← UZ - 45° FP 1mm 1.000 V 1 nA

Source Naturelle HF Cuve H₂ naturel 160° C

$B_L(K)$

5,8

$B'_L(K)$

3,6

2537

Z

2

$B_L(K+1)$

17,4

$B'_L(K)$

17,0

Cuve Compensatrice

FD 2537 (K)

11,4

$B'_T(K) ?$

$B_T(K) ?$

$B_L(K)$

16,5

--- 1 ordre ---

_____ Z_B

Z_{UV}

_____ Z_B

CLNa - N° 1 - (A₄A₄) FP 1mm N_y = 8,65 R_y ~ 70.000 Cuve Compensatrice

$h_{FD} = 14,4 \text{ cm (25 nA)}$

$= 360 \text{ cm (1 nA)}$

$\partial \sigma_{FD} = 580 \text{ mK}$

1.000 V

Sensibilité 5 nA

25 nA

FD 2537 (K)

B_(K+1)

B'_K

4,50

B_K

Z 5 nA

20

35

Z 25 nA

45

50

CLNa N° 1 FP 1 mm 1.000 V 1 nA Cuve Isotopique 140°C

$$\delta \sigma_B = 1.361 \text{ mK}$$

$$\partial \sigma_B = 637 \text{ mK}$$

$$h_B = 9.77 \text{ cm}$$

B_{K+1}

9.9

4.75

z_B

B'_K

9.6

5.0

2537 (K)

B_K

9.8

5.0

z_B

z_C

z_{UV}

moyennes sur courbes initiales
débarassé du résidu FD.

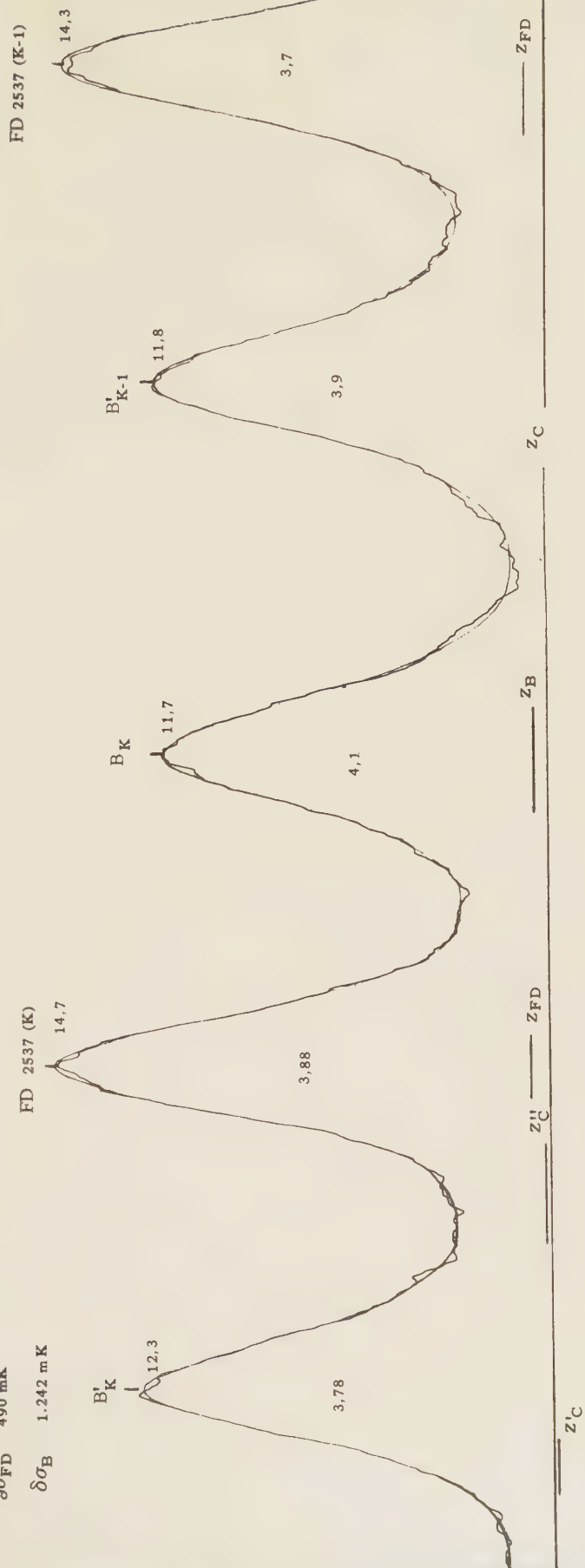
20

30

55

ClO_3Na N° 1 (A_2A_2) FP 1,27 mm 950 V 1 n A Cuve Compensatrice

h_{FD} 14,5 cm
 $\partial\sigma_{\text{FD}}$ 490 mK
 $\delta\sigma_{\text{B}}$ 1.242 mK



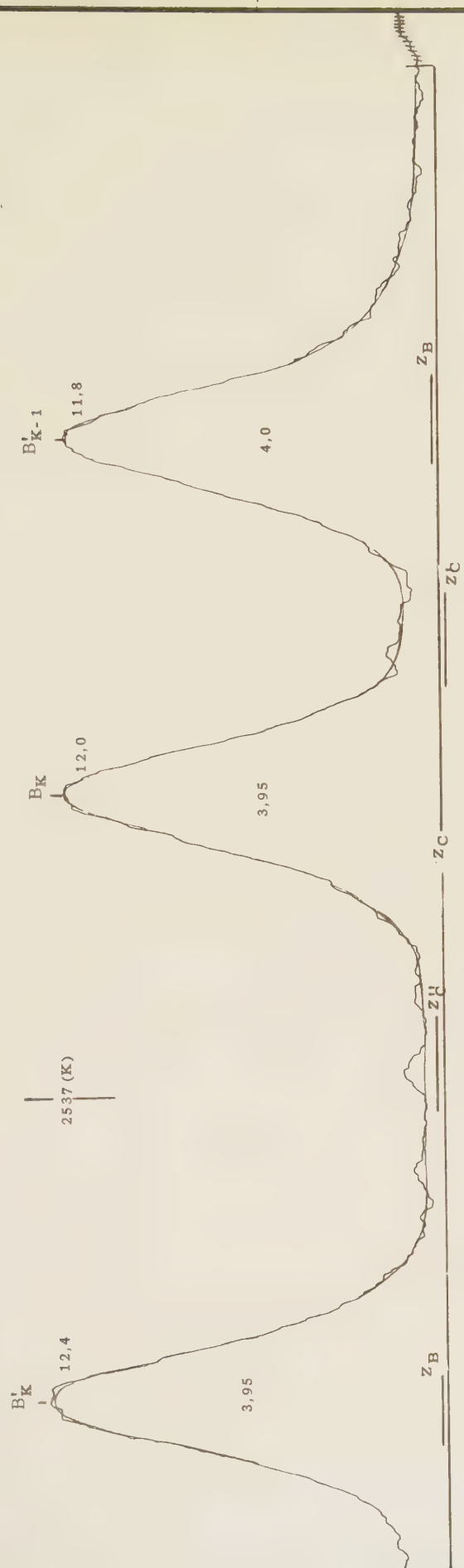
Z_{UV} 55

35 40

20

ClO_3Na N° 1 (A_2A_2) FP 1,27mm $N_y = 8,0$ $R_y \simeq 80.000$
1.000 V 1nA Cuve Isotopique 140° C

$h_B = 12,05 \text{ cm}$
 $\delta\sigma_B = 1245 \text{ mK}$
 $\partial\sigma_B = 508 \text{ mK}$



FD 2.537 (K+1)

23,8

ClO_3Na

N° 3

(ex A_2 , ex A_2)

FP 1mm

$R_y \sim 70.000$

950 V - 200 nA Cuve Compensatrice

$h_{FD} = 23,6 \text{ cm}$

$\partial\sigma_{FD} = 555 \text{ mK}$

(Cet enregistrement est décalé par rapport à l'enregistrement XVIII)

FD 2.537 (K)

23,3

$B_{(K+1)} ?$
↓

$B'_{(K)} ?$
↓

110

120

130

140

Z 200nA

CL₂O₃Na N° 3 (ex A₂, A₂) FP 1mm 950 V 1 nA

Cuve Isotopique 144°C

$h_{FD} = 4720$ cm (sur sensibilité 1 nA)

$h_B = 6,5$ cm

$\delta a_B = 1327$ mK

$\partial \sigma_B = 647$ mK

Résidu FD 2537 (K)

Résidu FD 2535

Résidu FD 2535

B_K

Place de
2537 (K)

B_K

Courbe
du résidu FD .

Courbe BRILLOUIN
reconstituée

Z_{2B}

Z_{2B}

$\langle z_C \rangle$

Z_{UV}

50

60

QUARTZ № 3 (UV + 45°)  F-P 1mm
1.000 V 1nA Cuve compensatrice

FD 2537 (K)

$h_{FD} = 19 \text{ cm}$
 $\partial\sigma = 622 \text{ mK}$

$\langle h_B \rangle = 14,8 \text{ cm}$
 $\partial\sigma_B = 680 \text{ mK}$
 $\delta\sigma_B = 1713 \text{ mK}$

 $B_{(K+1)}$ B'_K B_K

5,25

5,40

5,25

 Z_B Z_{FD} Z_C Z_B

QUARTZ № 3 (UV - 45°)  F-P 1mm
1.000 V 1nA Cuve compensatrice

FD 2537 (K)

$h_{FD} = 13 \text{ cm}$
 $\partial\sigma_{FD} = 630 \text{ mK}$

$h_{BL} = 6,6 \text{ cm}$
 $\partial\sigma_{BL} = 675 \text{ mK}$
 $\delta\sigma_{BL} = 1771 \text{ mK}$

 $B_{L(K+1)}$ $B'_L(K)$ $B_L(K)$ $B'_T(K)$ $B_T(K)$

4,85

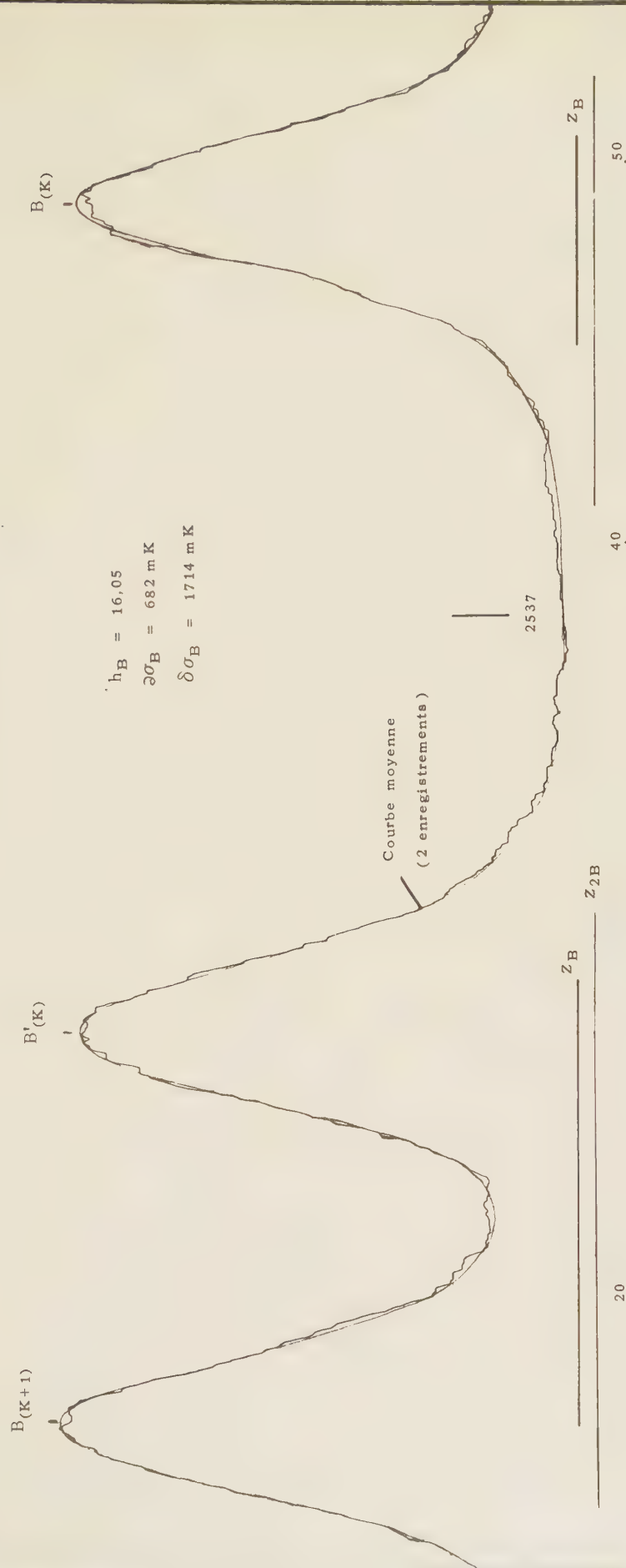
XXI

 Z_B Z_{2B} Z_{UV} Z_B

QUARTZ N° 3 (UV + 45°)  (cf PL XXI 1)

FP 1mm 1.000 V 1nA

Cuve Isotopique 144°C



QUARTZ N° 3 (UV - 45°)
(cf PL XXI₂) Moitié d'un ordre



SENSIBILITE : 1 n A

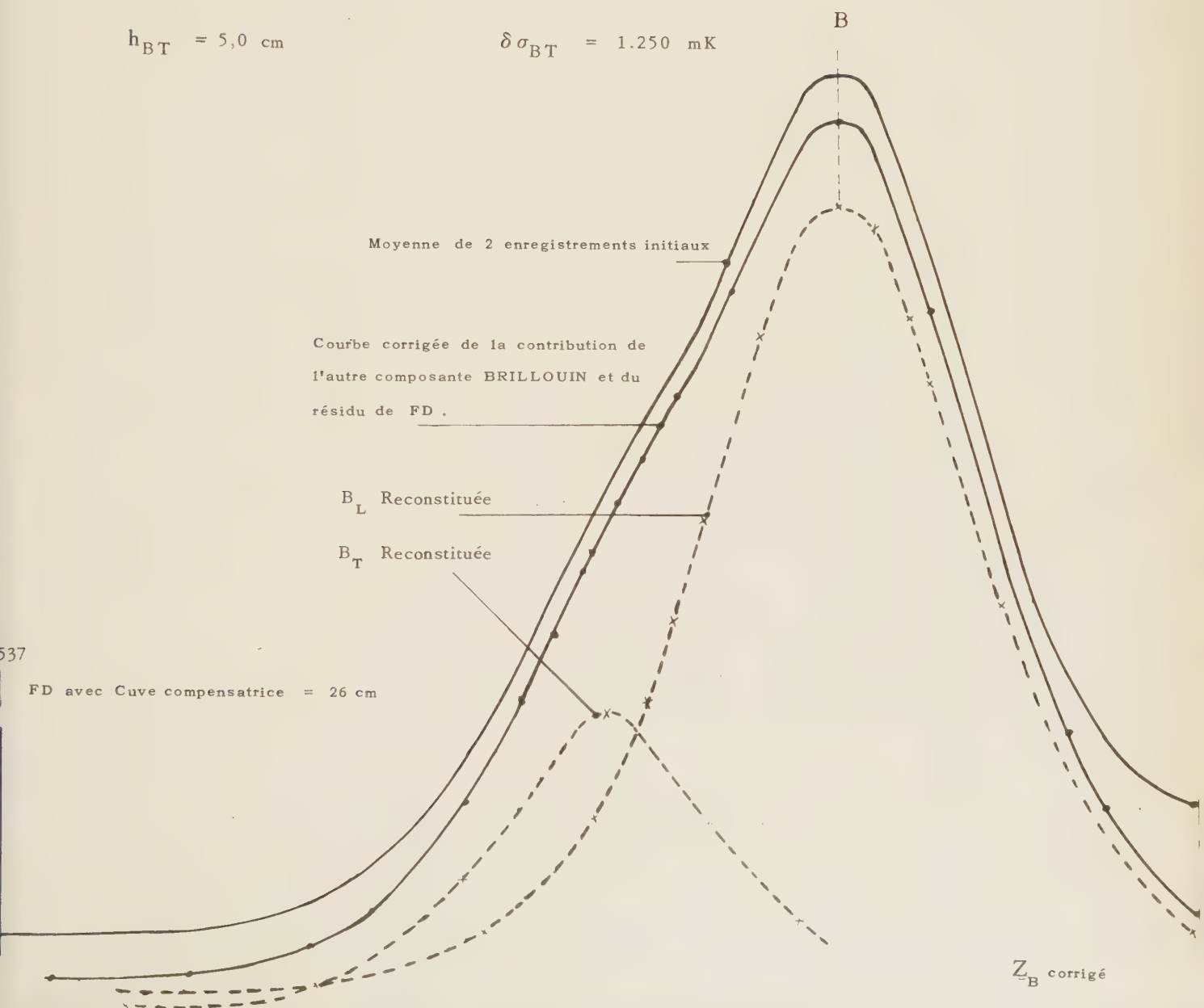
ECHELLE : 1

$$h_{BL} = 13,15 \text{ cm}$$

$$\delta \sigma_{BL} = 1.753 \text{ mK}$$

$$h_{BT} = 5,0 \text{ cm}$$

$$\delta \sigma_{BT} = 1.250 \text{ mK}$$



QUARTZ N° 1 (XZ - 45°) FP 1mm

1.000 V - 1 nA - Cuve Isotopique 140° C

$h_{FD} = 446 \text{ cm (à cette échelle)}$ $h_{B_T} \simeq 1,75 \text{ cm}$
 $h_{B_L} = 10,3 \text{ cm}$ $\delta\sigma_{B_T} \pm 1.180 \text{ mK}$
 $\delta\sigma_{B_L} = 1.982 \text{ mK sans correction}$
 $\delta\sigma_{B_L} = 1.978 \text{ mK avec correction}$
 $\delta\sigma_{B_L} \simeq 665 \text{ mK}$



BIBLIOGRAPHIE

I - Ouvrages Généraux -

1. - L. BRILLOUIN - Les tenseurs en Mécanique et en Elasticité. Masson.
2. - A. LICHNEROWICZ - Algèbre et Analyse Linéaire. Masson.
3. - A. LICHNEROWICZ - Calcul tensoriel. Colin.
4. - A. MESSIAH - Mécanique Quantique. Dunod (1960).
5. - SNEDDON - Elements of Partial differential equations. Mac Graw-Hill Book Cy.
6. - L. SCHWARTZ - Méthodes Mathématiques pour les Sciences Physiques. Hermann.
7. - A. ANGOT - Compléments de Mathématiques. Ed. Rev. d'Optique.
8. - J. ARSAC - Transformation de Fourier et Théorie des distributions. Dunod.
9. - I. GELFAND ; G.E. CHILOV - Les distributions. Dunod.
10. - BRILLOUIN ; PARODI - Propagation des ondes dans les milieux périodiques. Masson-Dunod.
11. - M. BORN ; KUN HUANG - Dynamical Theory of Crystal Lattices. Oxford. Clarendon Press.
12. - J.F. NYE - Propriétés Physiques des Cristaux. Dunod (1961).
13. - VOIGT - Lehrbuch der Krystall. Physik. Teubner (1910).
14. - POCKELS - Zeit. Krystalloptik. Teubner Leipzig (1906).
15. - LOVE - A treatise on the Mathematical theory of Elasticity. New-York Publications (1944).
16. - CADY - Piezo-electricity. Mac Graw-Hill Book Cy (1946).
17. - MASON - Piezo-electric crystals and their applications to ultrasonics. Van Nostrand Cy (1950).
18. - LAVAL - Cours du Collège de France.
19. - J.A. STRATTON - Théorie de l'Electromagnétisme. Dunod (1961).
20. - MITCHELL ; ZEMANSKY - Resonance radiations and excited atoms. Cambridge University Press.
21. - H. HEITLER - The Quantum Theory of Radiations (3^e Edit.).
22. - L.D. LANDAU ; E.M. LIFSHITZ - Quantum Mechanics. Pergamon Press.
- 22! - R.E. PEIERLS - Quantum Theory of Solids. Clarendon Press (1964).

II - Appareillage -

23. - R.Q.B. REENE - Shifts and Shape of Spectral lines. Pergamon Press.
24. - N.S. HAM ; A. WALSH - Source Raman excitée par micro-ondes. Spectrochim. acta. GB. (1958) 12 N°1. 88-93.
25. - A. KUHN - Pressure Broadening of Spectral Lines. Proc. Royal Soc. A. N°893. Vol.158.
26. - W.F. MEGGERS ; O. WESTFALL - Lamps and wavelengths of Mercury 198. Jl. of Res. Nat. Bur. of Standards. Vol.44 Mai 1950.
27. - S. ROBIN ; S. ROBIN - Perturbation par la pression des raies spectrales. J. Phys. Rad. (1956) 17. (Mise au point bibliographique).
28. - R. DUSSARRAT - Diplôme d'Etudes Supérieures. Montpellier (1960).
29. - FASTIE - Montage Ebert des Spectrographes à réseau. JOSA 42 (1942) p.641-7.
30. - DUFOUR - Recherches sur la luminosité, le contraste et le pouvoir de résolution des systèmes interférentiels à ondes multiples. Thèse Paris (1950).
31. - JACQUINOT ; DUFOUR - Spectrographes photographiques et photoélectriques à prisme et à réseau. J. Rech. CNRS. Bellevue 6 91 (1948).
32. - JACQUINOT - Luminosité et étendue des spectrographes à prismes et à réseaux. Rev. Opt. (1954) 33 p.653.
33. - R. CHABBAL - Recherche des meilleures conditions d'emploi d'un spectromètre Photoélectrique Fabry-Pérot. J. Rech. CNRS. 24 138 (1953).
34. - R. CHABBAL - Recherches expérimentales et théoriques sur la généralisation de l'emploi du Fabry-Pérot aux divers domaines spectraux. Thèse. Revue d'Optique.
35. - CHANTREL - Spectromètre interférentiel à 1 et 2 Fabry-Pérot. J. Rech. CNRS (1959) N°46.
36. - CHANTREL - Colloque International sur les progrès récents en spectroscopie interférentielle. J. Phys. Rad. T.19 N°3 (1958).
37. - CHANTREL - Colloque International sur l'optique des couches minces solides. J. Phys. Rad. T.25 N°1-2 (1964).
38. - GIACOMO ; JACQUINOT - Fabrication des couches minces pour interféromètres. J. Phys. Rad. 13 N°2 (1952).
39. - N. SEBIRE - Réalisation de filtres interférentiels dans la région de 2500 Å° D.E.S. Caen.
40. - M. BENOIS - Application des couches minces multidiélectriques à la spectrométrie interférentielle dans l'U.V. D.E.S. Caen.

41. - STEUDEL ; STOTZ - Miroirs de F.P. à couches multiples pour le domaine 2500 Å - 4000 Å. Phys. Verhdlg Dtsch (1958) 9 N°4-5.
42. - DIRKE ; CROSWHITE - Direct intensity measurements of spectrum lines with photomultiplier tubes. JOSA (juillet 1945).
43. - ENGSTROM - Multiplier phototubes characteristics. Application to low light levels. JOSA (juin 1947).
44. - TERRIEN - L'emploi des cellules photoélectriques "Mesures". (Mars à juillet 1948).
45. - R. CHAMPEIX ; P. MARCHET - Principe construction et applications des photomultiplicateurs. Bull. Soc. Franc. Elec. N°44 (Août 1954).
46. - R. CHAMPEIX ; P. MARCHET - Les tubes photomultiplicateurs. Publication S.A. La Radiotechnique.

III - Diffusion par les solides -

47. - A. EINSTEIN - Ann. der Physik. T.XXXIII (1910) p.1275.
48. - STRUTT - Proc. Roy. Soc. (1919) 95 p.476.
49. - L. BRILLOUIN - Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène. Ann. de Phys. (1922) T.XVII.
50. - L. BRILLOUIN - Diffraction de la lumière par les ultrasons. A.S.I. Hermann N°59.
51. - C.V. RAMAN - Nature (1922) 109 p.42.
52. - GANZ - Ann. der Physik. (1925) 77 p.317.
53. - LANDSBERG - Zeit. f. Physik (1927) 43 p.773.
54. - LANDSBERG - Zeit. f. Physik (1927) 45 p.442.
55. - LANDSBERG ; LEONTOWITSCH - Zeit. f. Physik (1929) p.439.
56. - RASETTI - Phys. Rev. (1929) 34 p.367.
57. - SCHAEFER ; MATOSSO ; ADERHOLD - Physik. Zeit. (1929) 30 p.581.
58. - MANDELSTAM ; LANDSBERG ; LEONTOWITSCH - Zeit. f. Phys. (1930) p.334.
59. - TAMM - Zeit. f. Physik (1930) 60 p.345.
60. - GROSS - Nature (1930) 126 p.211.
61. - GROSS - Zeit. f. Physik (1930) 63 p.685.
62. - LEONTOWITSCH ; MANDELSTAM - Phys. Z. Sowjet. Union (1932) 1 p.317.
63. - LANDSBERG ; MANDELSTAM - Zeit. f. Physik (1932) 73 p.502.
64. - MATOSSO - Zeit. f. Physik (1934) 92 p.425.

65. - KRISHNAN - Proc. Ind. Ac. of Sc. (1935) 1 p.717.
66. - KOGA - Proc. I.R.E. (1936) 24 p.532.
67. - GROSS - C.R. Ac. Sci. URSS (1938) 18 p.93.
68. - RAMAN ; VENKATESWARAN - Nature (1938) 142 p.250.
69. - SIBAIYA - Proc. Ind. Ac. of Sci. A (1938) 8 p.393.
70. - MUELLER - Proc. Roy. Soc. A. (1938) 166 p.495.
71. - GROSS - C.R. Ac. Sci. URSS (1940) 26 p.757.
72. - BHAGAVANTAM - Proc. Ind. Ac. of Sci. A. (1942) 16 p.359.
73. - BHAGAVANTAM ; NARAYANA - Proc. Ind. Ac. of Sci. A. (1942) 16 p.366.
74. - F. PERRIN - J. Chim. Phys. (1942) 10 p.415.
75. - KRISHNAN - Proc. Ind. Ac. of Sci. A. (1945) 22 p.329.
76. - BHAGAVANTAM ; BHIMASENACHAR - Proc. Roy. Soc. A. (1946) 187 p.381.
77. - BHAGAVANTAM ; SURYANARAYANA - Phys. Rev. (1947) 71 p.553.
78. - RAMACHANDRAN - Proc. Ind. Ac. of Sci. (1947) 25 p.481.
79. - RAO - Curri. Sci. (1947) 16 p.91.
80. - KRISHNAN - Nature (1947) 159 p.740.
81. - KRISHNAN - Proc. Ind. Ac. of Sci. (1947) A. 26 p.399.
82. - KRISHNAN - Proc. Ind. Ac. of Sci. (1947) A. 26 p.450.
83. - MOTULEVICH - C.R. Ac. Sci. URSS (1947) 2 p.390.
84. - A. ROUSSET - La diffusion de la lumière par les molécules rigides. Ed. CNRS (1947).
85. - BARRIOL - J. Phys. Rad. T.VII N°11 (Novembre 1947) P.327.
86. - HUNTINGTON - Phys. Rev. (1947) 72 p.321.
87. - CHAPELLE - C.R. Ac. Sci. 226 (2 Février 1948) p.401.
88. - BHATIA ; KRISHNAN - Proc. Roy. Soc. (1948) 192 p.181.
89. - BURSTEIN ; SMITH - Phys. Rev.(1948) 74 p.229.
90. - COUTURE ; MATHIEU - Ann. de Phys. (1948) 2 p.521.
91. - GALT - Phys. Rev. (1948) 73 p.1460.
92. - RAO - Proc. Ind. Ac. Sci. (1948) A.28 p.480.
93. - OLMER - Thèse. Paris (1948) p.110.
94. - RANK ; DOUGLAS - Light scattering in optical Glass. JOSA (1948) p.966.
95. - BHAGAVANTAM ; SURYANARAYANA - Acta Crystall. (1949) 2 p.226.
96. - BARRIOL - Coll. Bordeaux (1948) Pub. CNRS (1949) p.26.
97. - KESTLER - Coll. Bordeaux (1948) Pub. CNRS (1949) p.39.
98. - ROCARD - C.R. Ac. Sci. (1949) 229 N°22 p.1137.
99. - RAO - Curr. Sci.(1949) 18 p.336.

100. - KASTHA - Ind. J. of Physics (1949) 23 p.247.
101. - RANK ; Mc. KELVEY - JOSA (1949) 39 N°9 p.62-5.
102. - BARRIOL - J. Chim. Phys. Phys. Chim. Biol. Fr. (1949) 46 N°1-2 p.26-9.
103. - GROSS ; VALKOV - Dokl. Akad. Nauk. SSSR (1949) 68 N°5 p.1013-6.
104. - RAMACHANDRAN - Proc. Ind. Ac. of Sci. (1950) A.32 p.171.
105. - CHAPELLE ; GALY - C.R. Ac. Sci. 231 (1950) N°17 p.868.
106. - KRISHNAN ; CHANDRASEKHARAN - Proc. Ind. Ac. of Sci. (1950) A.31 p.427.
107. - MOTULEVICH ; TOUROVTSAVA - J. Exp. Théor. Phys. URSS (1950) 20 p.334.
108. - KRISHNAN - Nature G.B. (1950) 165 N°4206 p.933.
109. - SIRKAR - KASTHA Nature G.B. (1950) 166 N°4234 p.1073.
110. - CHANDRASEKHARAN Proc. Ind. Ac. of Sci. (1950) A.32 N°6 p.379-85.
111. - CHANDRASEKHARAN Proc. Ind. Ac. of Sci. (1951) A.33 N°3 p.183-98.
112. - FURTH ; HUMPHREYS ; OWEN - Nature G.B. (1951) 167 N°4253 p.715-7.
113. - CHANDRASEKHARAN Thèse Bangalore Press. (1951).
114. - RAMACHANDRAN ; CHANDRASEKHARAN - Proc. Ind. Ac. Sci. (1951) A.55 p.199.
115. - TAUREL ; CHAPELLE - J. Phys. Rad. (1951) 12 N°8 p.817.
(Mise au point + Bibliographie).
116. - O. THEIMER - Proc. Phys. Soc. (1951) A. N°383 p.1012. A.
117. - O. THEIMER - Proc. Phys. Soc. (1952) A.N° 385 p.38. A.
118. - CHANDRASEKHARAN J. Ind. Inst. of Sci. (1952) A. 34 N°34 p.269-86.
119. - TAUREL ; MARCK C.R. Ac. Sci. (3 Mars 1952) 234 p.1066.
120. - TAUREL - C.R. Ac. Sci. (16 juin 1952).
121. - TAUREL - C.R. Ac. Sci. (23 juin 1952).
122. - CHAPELLE - Bull. Soc. F. Chim. Ind. Bologne (1952) 10 N°1 p.33-4.
123. - CABANNES - Bull. Soc. F. Chim. Ind. (1952) 10 N°1 p.49-61.
124. - MARCK - TAUREL J. Phys. Rad. (14 Janvier 1953) p.8-13.
125. - TAUREL - C.R. Ac. Sci. (16 Février 1953) 236 p.682.
126. - TAUREL ; CHAMPIER - C.R. Ac. Sci. (20 Avril 1953) 236 p.1549.
127. - CHAPELLE ; TAUREL - C.R. Ac. Sci. (9 Déc. 1953) 237 p.1510.
128. - KRISHNAN - Proc. Ind. Ac. of Sci. (1953) A. 37 N°3 p.377.
129. - CHAPELLE ; TAUREL - C.R. Ac. Sci. (4 Janvier 1954) 238 p.73.

130. - BARRIOL ; CHAPELLE ; TAUREL - J. Chim. Phys. et Physico Chim.
Biol. Fr. (1954) 51 N°7-8 p.331.
131. - CHAPELLE ; TAUREL. J. Chim. Phys. (1955) 52 N°4 p.307.
132. - TAUREL ; CHAPELLE. C.R. Ac. Sci. (1955) 240 N°20 p.1985.
133. - MARSHALL ; FIXMAN. Théorie moléculaire de la diffusion de la
lumière. J. Chem. Phys. U.S.A. (1955) 23
N°11 p.2074-9.
134. - TAUREL - C.R. Ac. Sci. (1956) 243 N°22 p.1755.
135. - HUMPHREYS ; OWEN - Proc. Phys. Soc. (Mars 1956) 435 B. Vol.69
N°3 p.350-7.
136. - O. THEIMER - Bull. Am. Phys. Soc. (1957) 2 N°2 p.97.
137. - GINZBURG ; LEVANYUK - Phys. Chem. Solids. G.B. (1958) 6
N°1 p.51-8.
138. - PERLIN - Izvest. Akad. Nauk. SSSR Sec. Fiz. (1958) 22
N°11 p.1337-40.
139. - L. TAUREL - Contribution à l'étude de la diffusion
Rayleigh dans les cristaux. Thèse (Nancy).
140. - THEIMER ; PLINT - Bull. Am. Phys. Soc. (1959) 4 N°1 p.47.
141. - GEIGER ; KULP - Phys. Chem. Solids. G.B. (1960) 12 N°34
P.341-3.
142. - TAUREL ; HUMPHREYS.; OWEN - Proc. Phys. Soc. G.B. (1960) 75
N°4 p.473-88.
143. - TAUREL ; FONTAINE. C.R. Ac. Sci. (1961) 252 N°13 p.1934.
144. - TAUREL ; BAUDELET. C.R. Ac. Sci. (1963) 256 N°4 p.914.
145. - CUMMINS ; YEH ; KNABLE ; GAMPEL - Line Widths in molecular
light scattering. Bull. Am. Phys. Soc.
(1963) 8 N°7 p.53.
146. - THOR A. BAK - Phonons and phonon interaction. Aarhus
Summer School 1963. W.A. Benjamin Inc.
N.Y. 1964.

*
* *
*

TABLE DES MATIERES

	<u>Pages</u>
- INTRODUCTION	1
 <u>Première Partie - THEORIE -</u>	
Chapitre I - <u>Théorie classique</u>	
I.1. Ondes élastiques - Modification de la permittivité du cristal	13
I.2. Diffusion par le milieu perturbé	23
Chapitre II - <u>Théorie quantique</u>	
II.1. Quantification de l'Agitation thermique et du champ électromagnétique	38
II.2. Interaction - Intensité diffusée	49
 <u>Deuxième Partie - TECHNIQUE -</u>	
Chapitre III - <u>Problèmes généraux</u>	
III.1. Nature des spectres à étudier	62
III.2. Interféromètre	71
Chapitre IV - <u>Appareillage</u>	79
IV.1. Sources	80
IV.2. Plateforme	88
IV.3. Monochromateur	89
IV.4. Interféromètre et dispositif explorateur	90
IV.5. Photomultiplicateur - Enregistrements	98
IV.6. Cuves	99
Chapitre V - <u>Utilisation des Enregistrements</u>	101
V.1. Interférogrammes	102
V.2. Ecart en fréquence - Elargissements	107
V.3. Mesure des intensités	109
V.4. Résumé - Précision	129
 <u>Troisième Partie - RESULTATS -</u>	
- Remarques sur la présentation des résultats	132

	<u>Pages</u>
Chapitre VI - <u>ClNa</u>	
VI.1. Conditions expérimentales et prévisions théoriques	134
VI.2. Résultats	137
VI.3. Discussion	139
Chapitre VII - <u>ClO₃Na</u>	
VII.1. Conditions expérimentales	142
VII.2. ClO ₃ Na N°1	144
VII.3. ClO ₃ Na N°2	146
VII.4. ClO ₃ Na N°3	148
VII.5. Remarques et conclusions	151
Chapitre VIII - <u>QUARTZ</u> -	
VIII.1. Conditions expérimentales	157
VIII.2. Prévisions théoriques	158
VIII.3. Quartz N°1	161
VIII.4. Quartz N°2	165
VIII.5. Quartz N°3	166
Chapitre IX - <u>TEMPERATURE</u>	
IX.1.	177
IX.2. Conditions expérimentales	177
IX.3. Résultats et discussion	178
- CONCLUSION	182
- <u>PLANCHES</u> -	
Schéma général - Vues du montage	I à III
Appareillage	IV à VII _b
Enregistrements	VIII à XXIV
- BIBLIOGRAPHIE	XXV à XXX

DEUXIÈME THÈSE

VU et permis d'imprimer
MONTPELLIER, le
Le RECTEUR de l'Académie
de MONTPELLIER,

VU et approuvé
MONTPELLIER, le
Le DOYEN de la Faculté
des Sciences,

B. CHARLES

